

PARAMETER DES TURBULENTEN STRÖMUNGSFELDES
UND DER STOFFAUSBREITUNG IN RAUHEN
TURBULENTEN PLATTENGRENZSCHICHTEN MIT BEZUG
AUF DIE ATMOSPHÄRISCHE GRENZSCHICHT

Von der Fakultät Maschinenwesen

der

Technische Universität Dresden

zur

Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

angenommene Dissertation

Dipl.-Ing. Konrad Költzsch

geb. am 4. März 1967 in Dresden

Tag der Einreichung: 21. Januar 1999

Tag der Verteidigung: 14. Juli 1999

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Ihlenfeld
Prof. Dr.-Ing. habil. R. Vollheim
Prof. Dr.-Ing. M. Schatzmann

Prof. Dr.-Ing. habil. A. Dittmann
Vorsitzender der Promotionskommission

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Luft- und Raumfahrttechnik an der Technischen Universität Dresden. Sie wurde durch ein Graduiertenstipendium des Freistaates Sachsen ermöglicht.

An dieser Stelle bedanke ich mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Ihlenfeld für die vielen interessanten Diskussionen und seine stets freundliche Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. R. Vollheim und Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Schatzmann danke ich für die freundliche Bereitschaft zur Übernahme des Gutachtens.

Ebenso gilt mein Dank dem Leiter des Windkanals Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. J. Brechling und dem Institutsdirektor Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Grundmann für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Forschungsarbeit am Windkanal des Instituts für Luft- und Raumfahrttechnik. Mein Dank gebührt auch Herrn Dr.-Ing. H. Kitzing und Herrn Dipl.-Ing. U. Knörnschild für die Nutzung der Hitzdrahtmeßprogramme und die fachlichen Diskussionen zur Auswertung. Vielfältig unterstützt haben mich auch die Kollegen, Mitarbeiter und Studenten des NWKs, denen ich hier für die gute Zusammenarbeit und vor allem für die schöne Zeit im Windkanal danke.

Schließlich gilt mein ganz besonderer Dank meinen Eltern und meiner Frau Andrea, die mit ausdauernder Unterstützung und Verständnis die Arbeit verfolgte und damit zum Gelingen beigetragen hat.

Bad Salzungen, August 1999

Konrad Költzsch

KURZFASSUNG

Diese Arbeit umfaßt theoretische und experimentelle Untersuchungen zu turbulenten Strömungs- und Ausbreitungsvorgängen in verschieden rauhen, natürlich gewachsenen Windkanalgrenzschichten (von hydraulisch glatt bis aerodynamisch vollrauh). Dabei werden ausgewählte turbulente Strömungs- und Ausbreitungsgrößen als Funktion der Rauigkeit und der Höhe vorgestellt. Ferner wird mit den aus der Literatur bekannten kohärenten Strukturen eine bildhafte Vorstellung der physikalischen Vorgänge gegeben.

Aus den umfangreichen Untersuchungen zum Strömungsfeld werden die Höhenprofile der mittleren Geschwindigkeit, der Turbulenzintensitäten, der turbulenten Schubspannung und der turbulenten Wirbelzähigkeit präsentiert. Genannt seien zwei wesentliche Ergebnisse: Erstens, es existiert eine einfache, theoretische Beziehung zwischen den Reynolds'schen Normalspannungen und der turbulenten Schubspannung. Beide sind durch den sogenannten Neigungswinkel miteinander gekoppelt. Dieser höhen- und rauigkeitsabhängige Winkel, der durch eine Hitzdrahtmessung mit nur einer X-Sonde bestimmbar ist, charakterisiert die Ebene, auf der sich kohärente Strukturen stromabwärts bewegen. Zweitens, es besteht eine starke Diskrepanz zwischen integralen Längenmaßstäben der Turbulenz, die einerseits aus Autokorrelations- und andererseits aus 2-Punkt-Korrelationsmessungen ermittelt werden. Der Unterschied wird durch die Verletzung der Taylor-Hypothese in der turbulenten Scherschicht verursacht. Als Ergebnis folgt, daß statt der mittleren Strömungsgeschwindigkeit die sogenannte Wirbeltransportgeschwindigkeit zur Umrechnung von Längen- und Zeitmaßstäben verwendet werden muß.

Weiterhin wird die Ausbreitung eines passiven Tracergases im Nachlauf einer horizontal ausblasenden Punktquelle untersucht. Die turbulenten Massenflüsse werden direkt gemessen. Damit wird einerseits das Problem der Vernachlässigung des in Ausbreitungsrichtung liegenden turbulenten Massenflusses gegenüber dem konvektiven Transport untersucht, und andererseits werden mittels der Boussinesq-Approximation die turbulenten Diffusionsparameter als Funktion der Höhe berechnet. Ferner werden theoretische Beziehungen, die das Nah- und Fernfeld berücksichtigen, sowohl für die turbulenten Diffusionsparameter als auch für die räumlichen Ausbreitungsparameter hergeleitet und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Schließlich wird aus dem Verhältnis der turbulenten Diffusionsparameter für den Impuls- und Stoffaustausch die turbulente Schmidt-Zahl berechnet, die keine, wie in der Literatur oft angenommene, Konstante ist, sondern stark über der Höhe variiert.

INHALTSVERZEICHNIS

Symbolverzeichnis.....	IV
1 Einführung	1
1.1 Stand des Wissens	1
1.1.1 Motivation.....	1
1.1.2 Rauhe, turbulente Plattengrenzschichten.....	2
1.1.3 Ausbreitungsmodelle.....	5
1.2 Offene Probleme.....	7
1.3 Aufgaben und Ziele der eigenen Arbeit.....	12
1.3.1 Aufgaben und Ziele.....	12
1.3.2 Abgrenzungen.....	13
2 Experimentelle Untersuchungen zum Strömungsfeld in Grenzschichten.....	15
2.1 Einführung	15
2.2 Experimenteller Aufbau / Meßmethode	16
2.2.1 Wahl der unterschiedlich rauhen Plattengrenzschichten.....	16
2.2.2 Hitzdrahmeßtechnik	17
2.2.3 Mittelwertbildung turbulenter Strömungsgrößen	18
2.3 Momente der Geschwindigkeitskomponenten.....	20
2.3.1 Mittlere Geschwindigkeitsprofile.....	20
2.3.2 Profile der Turbulenzintensitäten	27
2.3.3 Schiefheit (3. Moment).....	31
2.3.4 Flachheit (4. Moment).....	33
2.4 Turbulente Schubspannungsverteilung.....	35
2.4.1 Theoretische Beziehungen zur Schubspannungsverteilung über der Höhe	35
2.4.2 Theoretische Beziehung zum örtlichen Reibungsbeiwert.....	37
2.4.3 Experimentelle Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit.....	37
2.4.4 Experimentelle Ergebnisse für verschiedene Rauigkeiten	39
2.4.5 Ebene maximaler Korrelation	43
2.5 Turbulente Wirbelzähigkeit	50
2.5.1 Theoretische Betrachtungen	50
2.5.2 Experimentelle Resultate	51
2.6 Integrale Längen- und Zeitmaßstäbe	53
2.6.1 Bezeichnungen und Definition	53
2.6.2 Experimentelle Besonderheiten	56
2.6.3 Taylor-Hypothese und Wirbeltransportgeschwindigkeit.....	62
2.6.4 Euler'sche Zeit- und Längenmaßstäbe.....	65
2.6.5 Lagrange'scher Zeitmaßstab	79
2.7 Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie.....	84
3 Experimentelle Untersuchungen zur Stoffausbreitung in Grenzschichten.....	89
3.1 Einführung	89
3.2 Theoretische Grundlagen.....	89

3.2.1	Differentialgleichung für den Stofftransport	89
3.2.2	Analytische Lösungen der Differentialgleichungen	92
3.2.3	Besonderheit des Nah- und Fernfeldes.....	94
3.3	Experimenteller Aufbau / Meßmethode	101
3.3.1	Konzentrationsmeßverfahren	101
3.3.2	Meßaufgabe – Punktquelle	102
3.3.3	Messung und Auswertung der Geschwindigkeits- und Konzentrationskorrelationen	103
3.4	Ergebnisse zum Stofftransport in der turbulenten Grenzschicht.....	106
3.4.1	Räumliche Ausbreitungsparameter	106
3.4.2	Diffusionsparameter für den Stofftransport.....	108
3.4.3	Turbulente Schmidt-Zahl - Analogie zum Impulstransport.....	115
3.4.4	Konzentrationsverteilung am Boden hinter einer Punktquelle.....	119
4	Zusammenfassung und Schlußbemerkung	123
5	Literaturverzeichnis	126
<hr/>		
6	Anhang	A1
6.1	Herleitung zum Einfluß des Winkels zwischen Strömungsrichtung und Ausrichtung der X-Sonde auf die Korrelationsmessungen von Geschwindigkeit und Konzentration	A1
6.1.1	Momentanwerte	A1
6.1.2	Mittelwert des Geschwindigkeitsbetrages.....	A1
6.1.3	Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten	A2
6.1.4	Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten.....	A2
6.1.5	uw-Korrelation	A3
6.1.6	uC-Korrelation.....	A3
6.1.7	wC-Korrelation.....	A3
6.1.8	Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrages.....	A4
6.1.9	Neigungswinkel verschwindender uw-Korrelation bzw. max. uu-Korrelation	A4
6.1.10	Zusammenfassung der wichtigsten Größen	A4
6.2	Verfälschung der Ergebnisse bei Messung mit X-Sonden (HDA)	A6
6.3	Abschätzung und Korrektur der Verfälschung	A9
6.4	Definitionen zur Wirbeltransportgeschwindigkeit	A11
6.5	Korrektur der Geschwindigkeits-Konzentrations-Korrelationen.....	A14
6.6	Einfluß des longitudinalen, turbulenten Diffusionsstromes	A16
6.6.1	Longitudinale, turbulente Diffusionsparameter	A16
6.6.2	Quantitative Abschätzung zum Einfluß auf den Stofftransport.....	A18
7	Abbildungsverzeichnis.....	A21
8	Abkürzungsverzeichnis.....	A25
9	Glossar	A25

SYMBOLVERZEICHNIS

1. Variable	Maßeinheit	Bezeichnung
a	-	Konstante, auch Momentanwert des Geschwindigkeitsbetrages
A	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Austauschgröße
b	-	Konstante
B	-	Spannungsverhältnis
c_f	-	örtlicher Reibungsbeiwert
C	kg/m^3	Konzentration (manchmal auch in <i>ppm</i> - „part per million“)
C_1, C_2	-	Konstanten
C_d	-	normierte Konzentration
d	m	Durchmesser
d_0	m	Versatzhöhe
D	m	Distanz (Abstand zweier aufeinanderfolgender Rauigkeitselemente)
D_m	m^2/s	molekularer Diffusionsparameter
e	V	Spannung
f	Hz	Frequenz
$\text{fehlf}(\)$	-	Fehlerfunktion
Fl	-	Exzeß (Wölbungsmaß, engl. „Flatness“)
h_0	m	Bezugshöhe
H_Q	m	Quellhöhe
$I(\)$	-	Besselfunktion mit imaginärem Argument
$I_{u,v,w}$	-	Turbulenzintensität (Turbulenzgrad)
k	m	Rauigkeitshöhe
k_s	m	Sandrauhigkeitshöhe
k_{sae}	m	äquivalente Sandrauhigkeitshöhe
K	m^2/s	Diffusionsparameter für den Stofftransport (Tensor 2. Stufe)
l_y	m	laterale Ausdehnung von Rauigkeiten
l_z	m	vertikale Mischungsweglänge
L_{uux}	m	integraler Längenmaßstab der Turbulenz (am Beispiel der u -Komponenten in Strömungsrichtung)
M	m	Konstante
n	-	Profilexponent im Potenzansatz (beschreibt mittleres Geschwindigkeitsprofil)
N	-	Anzahl
p	-	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl. „pdf“)
Pr	-	Prandtl-Zahl (Verhältnis der Diffusionsparameter zwischen Impuls- und Wärmetransport)
Q	kg/s	Massenstrom der Quelle (Quellstärke)
r	m	Vektor der kartesischen Koordinaten mit den Elementen $(x \ y \ z)^T$
R	-	Korrelationskoeffizient
Re	-	Reynolds-Zahl (Verhältnis der Trägheits- und Reibungswirkungen)

Re_k	-	Reynolds-Zahl (die Rauigkeitsströmung charakterisierend)
S	$kg/(m^3 \cdot s)$	Quellterm
S_u	m^2/s	spektrale Turbulenzenergie
Sc	-	Schmidt-Zahl (Verhältnis der Diffusionsparameter zwischen Impuls- und Stofftransport)
Sk	-	Schiefe (engl. „skewness“)
t	s	Zeit
T	s	Mittelungszeit
T_2	s	Mittelungszeit für das 2. Moment
T_4	s	Mittelungszeit für das 4. Moment
T_I	s	integraler Zeitmaßstab
T_{ux}	s	integraler Zeitmaßstab (aus Autokorrelation, am Beispiel der u -Komponente)
Tu	-	Turbulenzgrad bzw. Turbulenzintensität
u	m/s	longitudinale Geschwindigkeitskomponente (auch als Geschwindigkeitsvektor verwendet)
u_*	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
u_c	m/s	Wirbeltransportgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit, Konvektionsgeschwindigkeit)
u_δ	m/s	Grenzschichttrandgeschwindigkeit
u_∞	m/s	Geschwindigkeit der Außenströmung
v	m/s	laterale Geschwindigkeitskomponente
w	m/s	vertikale Geschwindigkeitskomponente
x	m	longitudinale Koordinate, Strömungsrichtung
x_i	m	Vektor der kartesischen Koordinaten mit den Elementen $(x \ y \ z)^T$
y	m	laterale Koordinate, Querkomponente
z	m	vertikale Koordinate, Höhe
z_0	m	aerodynamische Rauigkeitslänge
α	-	Exponent im Potenzansatz für das mittlere Geschwindigkeitsprofil, $\alpha = 1/n$, (auch als Anströmwinkel der HDA-Sonden verwendet)
β	-	Exponent im Potenzansatz für den vertikalen Diffusionsparameter, (auch als Anströmwinkel der Querkomponente verwendet)
γ	Grad	Winkel
γ_0	Grad	Neigungswinkel der Hauptspannungsebene
$\bar{\gamma}_0$	Grad	integraler Mittelwert des Neigungswinkels (räumliche Mittelung über der Höhe)
$\Gamma()$	-	Gamma-Funktion
δ	m	Grenzschichtdicke
δ_c	m	Grenzschichtdicke nach Coles-Ansatz berechnet
δ_v	m	Dicke der wandnahen Schicht (laminare Unterschicht)
δ_1	m	Verdrängungsdicke
ε	-	relative Abweichung
η	m	räumlicher Abstand in Strömungsrichtung
κ	-	Kármán-Konstante

λ	-	Rauhigkeitsdichte
λ_m	m	Maximum im Wellenzahlspektrum
μ	m	Verschiebung
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ν_t	m^2/s	turbulente Wirbelzähigkeit (auch Wirbelviskosität)
ξ	s	Zeit
Π	-	Nachlaufparameter im Coles-Ansatz (beschreibt das mittlere Geschwindigkeitsprofil)
ρ	kg/m^3	Dichte
σ		Standardabweichung
$\sigma_{u,v,w}$	m/s	Standardabweichung der Geschwindigkeitsschwankung, RMS-Wert
$\sigma_{y,z}$	m	räumlicher Ausbreitungsparameter
φ	Grad	Strömungswinkel
τ	N/m^2	Schubspannung bzw.
	s	Zeitversatz
τ_w	N/m^2	Wandschubspannung
τ_e	s	Zeitversatz
τ_m	s	Zeitversatz

2. Bezeichnungen

u	Momentanwert
\bar{u}	Mittelwert
u'	Schwankungsanteil
$\sigma_u = \sqrt{u'^2}$	Streuung, Standardabweichung oder RMS-Wert
$= u_{\text{RMS}}$	
k^+ bzw. u^+	Normierung; Längen $k^+ = k \cdot u_* / \nu$ und Geschwindigkeiten $u^+ = u / u_*$
Δt oder Δx	Differenz (hier Zeit- bzw. Längendifferenz)
L_{uux}	Längenmaßstab aus räumlicher (2-Punkt-) Korrelation mit 1. Index – erste Geschwindigkeitskomponente 2. Index – zweite Geschwindigkeitskomponente 3. Index – Raumrichtung der Korrelation
L_{ux}	Längenmaßstab aus Autokorrelation mit 1. Index – erste Geschwindigkeitskomponente 2. Index – Raumrichtung der Korrelation

3. Indizes

1, 2, 3 ...	Aufzählung
*	dimensionslose Größe
+	dimensionslose Größe
B	Bezugshöhe
C	Konzentration
E	Euler
H	Quellhöhe
k_{krit}	kritisch

L	Lagrange
\log	log. Wandgesetz
m, \max	maximal
P	Potenzansatz
t	turbulent
T	Mittelungszeit
u	longitudinale Geschwindigkeitskomponente
uC	longitudinale Geschwindigkeit und Konzentration betreffend
v	laterale Geschwindigkeitskomponente
wC	vertikale Geschwindigkeit und Konzentration betreffend
w	vertikale Geschwindigkeitskomponente
W	Wand
y_0	Bezugswert
z_0	Bezugswert
∞	unendlich
δ	Grenzschichtdicke

1 Einführung

1.1 Stand des Wissens

1.1.1 Motivation

Die zunehmende Besiedlungsdichte auf der Erde erfordert eine Raumnutzung, die den Aspekten des Umweltschutzes und des Schutzes des Menschen Rechnung trägt. Ein wesentlicher Gesichtspunkt dabei ist die Ausbreitung von Schadstoffen, wie zum Beispiel bei radioaktiv verseuchten Deponien. Als sogenannte Wohlstandskrankheiten gewinnen ferner die Geruchsbelästigung und die Ausbreitung von Allergenen erheblich an Bedeutung. Die Aufgabe besteht darin, präzise Voraussagen zu Schadstoffkonzentrationen weitab von Emissionsquellen, unter Berücksichtigung der bodennahen, atmosphärischen Strömungsverhältnisse, zu treffen. Zur Lösung bedient man sich physikalischer und mathematischer Modelle.

Seit Jahrzehnten werden sogenannte Grenzschichtwindkanäle zur Simulation des unteren Teils der atmosphärischen Grenzschichtströmung genutzt. Im Rahmen eines Vergleichs der Grenzschichtwindkanäle, initiiert von der Windtechnologischen Gesellschaft, wurde in jüngster Zeit die Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht überarbeitet. Gerade die Bewertung der Ergebnisse zeigte die Komplexität dieser Thematik, die nur durch gezielte Grundlagenforschung weiter verstanden werden kann. Die physikalische Modellierung im Windkanal gestattet eine deutliche Einschränkung vorhandener Einflußparameter wie zum Beispiel der Stabilität der Atmosphäre, der Windgeschwindigkeit und der Windrichtung. Als eine wesentliche Einflußgröße auf die mechanisch erzeugte Turbulenz der Grenzschicht bestimmt die Bodenrauigkeit gleichzeitig die Ausbreitung in der Atmosphäre grundsätzlich mit.

Mathematische Ausbreitungsmodelle, wie das derzeit in der Praxis benutzte Gauß-Modell oder das an Bedeutung gewinnende Lagrange'sche Ausbreitungsmodell, wurden im Laufe der Zeit präzise weiterentwickelt. Bis auf die DNS (engl. „Direct Numerical Simulation“) der Strömung benötigen alle Ausbreitungssimulationen ein Turbulenzmodell. Die Eingangsgrößen eines Turbulenzmodells erhält man aus Messungen innerhalb natürlich gewachsener und vollausgebildeter turbulenter Grenzschichten.

Sowohl die mathematische Modellierung als auch die physikalische Simulation im Grenzschichtwindkanal setzen die genaue Kenntnis und das Verständnis der Ausbreitung voraus, das durch Anomalien in der Dispersion innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht erschwert wird.

Insbesondere zur Höhenverteilung der Strömungs- und Ausbreitungsgrößen und zum Einfluß der Bodenrauigkeiten auf die turbulenten Eigenschaften der Grenzschicht fehlen ausreichend Informationen.

1.1.2 *Rauhe, turbulente Plattengrenzschichten*

Von besonderer Bedeutung in der Strömungsmechanik sind Grenzschichtströmungen (Schlichting, 1997), die durch Reibung an festen Wänden hervorgerufen werden. Die Anwesenheit der Wand verdeutlicht, daß hierbei anisotrope und inhomogene Eigenschaften zu erwarten sind. Als Maß für die Dicke dieser Schicht wird die Grenzschichtdicke δ eingeführt, die für die Höhe definiert ist, in der die Strömungsgeschwindigkeit 99% der Grundströmungsgeschwindigkeit beträgt. Im folgenden werden die Grenzschichtströmungen kurz klassifiziert.

Die Untersuchung an ebenen Grenzschichten ist eine wichtige Vereinfachung. Die atmosphärische Grenzschicht ist Beispiel für eine unendlich ausgedehnte Platte, wenn davon ausgegangen wird, daß der Grenzschichtdicke von etwa 600m eine Lauflänge von $40 \cdot 10^6$ m (am Äquator, LexiROM 1996) gegenübersteht.

Strömungen unterhalb einer kritischen Reynolds-Zahl (siehe Symbolverzeichnis S.IV) bezeichnet man als laminar (für Plattengrenzschichten $Re_{x,krit} = 3 \cdot 10^5 \dots 5 \cdot 10^5$ mit der Lauflänge x gebildet, aus Albring 1962, S. 359; der Wert kann bei störungsfreier Anströmung wesentlich größer sein); oberhalb von $Re_{x,krit}$ werden sie turbulent genannt. Die meisten technisch relevanten Strömungen, so auch die atmosphärische Grenzschichtströmung, sind turbulent, d.h. sie zeichnen sich durch unregelmäßige Geschwindigkeitsschwankungen aus. Durch die zusätzlichen Wirbelbewegungen verlaufen Ausbreitungsvorgänge in der Atmosphäre weitaus intensiver, als es die laminare Strömung im molekularen Bereich vermag.

Die Grenzschicht wird in eine „innere Schicht“ (engl. „Inner Layer“), gültig für die Höhe z zwischen $0 < z < 0,2 \cdot \delta$, und in eine „äußere Schicht“ (engl. „Outer Layer“) für $0,2 \cdot \delta < z < \delta$ unterteilt (u.a. McComb, 1990 aus Herweijer, 1995). Im Bereich der inneren Schicht werden ferner drei Regionen unterschieden: die viskose bzw. laminare Unterschicht, eine Übergangsschicht und die logarithmische Wandschicht.

Jede Platte besitzt eine mehr oder weniger starke rauhe Oberfläche. Dadurch werden nicht nur die sich ausbildenden zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile in ihrer Form beeinflußt, sondern

auch die turbulenten Eigenschaften der Grenzschicht sind von der Rauigkeit abhängig, so daß diese Einflußgröße im folgenden ausführlicher betrachtet wird.

Aufgrund der Mannigfaltigkeit der Oberflächenbeschaffenheit wurde eine Länge definiert, die den Rauigkeitseinfluß erfaßt. So führte Nikuradse (1933, aus Albring 1962) den Begriff der Sandrauhigkeit ein, wobei man sich hier Sand gleicher Körnung (näherungsweise identischer Durchmesser) vorstellen muß, der in einer Schicht auf der Wand in dichtester Packung aufgebracht wird. Als Sandrauhigkeitshöhe k_s wird dabei der Durchmesser des einzelnen Sandkornes bezeichnet.

Technische Rauigkeiten offenbaren insofern die Schwierigkeit, als ihre Oberflächen nicht mit dem Modellsand gleicher Körnung und in engster Packung vergleichbar sind. Ganz im Gegensatz zeigen sich hier stark in Höhe und Abstand sowie in der Form unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheit, so daß die Bestimmung eines zuverlässigen Wertes für die Rauigkeitshöhe k diffizil wird. Unter Zuhilfenahme eines gemessenen Geschwindigkeitsprofils läßt sich jedoch eine äquivalente Sandrauhigkeitshöhe k_{sae} ableiten, die einen Vergleich zur Sandrauhigkeitshöhe k_s (gleiche Körnung und engste Packung) darstellt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die äquivalente Sandrauhigkeitshöhe k_{sae} nicht allgemeingültig in Verbindung mit der tatsächlichen Höhe der Rauigkeiten k gebracht werden kann.

Das mittlere Geschwindigkeitsprofil wird näherungsweise durch einen Potenzansatz beschrieben. Den Exponenten bezeichnet man als Profilexponent n , der zur Beschreibung der Bodenrauhigkeit benutzt wird. Als Ergebnis einer analytischen Herleitung für das mittlere Geschwindigkeitsprofil in der inneren Schicht erhielt Prandtl das logarithmische Wandgesetz. Darin beschreibt die aerodynamische Rauigkeitslänge z_0 den Einfluß der Bodenrauhigkeiten. Der Zusammenhang zwischen dem Profilexponenten n und der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 wird unter anderem in Counihan (1975) und Ihlenfeld (1979) besprochen. Umfangreiche Daten zu beiden Größen existieren für die atmosphärische Grenzschicht. Davenport (aus Wieringa 1993, siehe auch Plate 1995b S.25) unterteilt die atmosphärische Bodenbeschaffenheit in acht Rauigkeitsklassen, wobei die Rauigkeitslänge z_0 etwa fünf Zehnerpotenzen überstreicht. Der Bestimmung der Rauigkeitslänge z_0 für atmosphärische Grenzschichten widmen sich zahlreiche Autoren (u.a. Petersen 1997).

Perry et al. (1969) definieren die Rauigkeiten in zwei Klassen. Wird die Rauigkeitsdichte λ näher betrachtet (in der atmosphärischen Grenzschicht auch als Bebauungsfaktor bezeichnet), die das Verhältnis von Rauigkeitshöhe k zu Distanz D (Abstand zwei aufeinanderfolgender Rauigkeitselemente) charakterisiert $\lambda = k/D$, so ist λ beim sogenannten „k-Typ“ viel kleiner als 1; es liegt

eine isolierte Rauigkeitsströmung vor, die von der Rauigkeitshöhe k dominiert wird. Die sich über Hohlräumen (engl. „Cavity Flow“) ausbildende abgehobene Strömung mit einer Rauigkeitsdichte λ von etwa 1 wird als „d-Typ“ bezeichnet. Auch wird hier eine effektive Rauigkeitshöhe verwendet, die sich aus der Differenz der Rauigkeitshöhe k und einer sogenannten Versatzhöhe d_0 zusammensetzt. Letztere Größe d_0 berücksichtigt den Nullpunktversatz. Laboruntersuchungen zum „d-Typ“ wurden unter anderem von Djenidi et al. (1994), Osaka & Mochizuki (1988) und Wood & Antonia (1975) durchgeführt.

Den Einfluß der Rauigkeitsdichte λ auf das Verhältnis der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 aus dem logarithmischen Wandgesetz und der tatsächlichen Rauigkeitshöhe k studierten Koloseus und Davidian (1966 aus Raupach et al. 1991). Fortgeführt wurden die Arbeiten unter anderem von Wang et al. (1996), Plate (1995a) und Raupach et al. (1991). Folgende wichtige Aussagen können abgeleitet werden: Das Verhältnis von z_0/k wird größer für eine zunehmende Rauigkeitsdichte λ bis zu einem Maximum bei $\lambda_{\max} \approx 0.2$ (der Abstand zwischen den Rauigkeiten beträgt etwa die fünffache Rauigkeitshöhe). Bis dahin liegt eine isolierte Rauigkeitsströmung, der k-Typ, vor. Oberhalb des Maximums bis etwa 1, wird das Verhältnis von z_0/k wieder kleiner. Die Ursache dafür liegt in der wachsenden Bedeutung der Versatzhöhe d_0 , das heißt, die Nachlaufgebiete der Rauigkeiten sind nicht mehr isoliert, oder anders ausgedrückt, die Strömung hebt vom Boden ab. Ferner sei vermerkt, daß eine Abhängigkeit von der Form der Rauigkeit besteht. Für dreidimensionale Rauigkeiten wird die Definition von $\lambda = k \cdot l_y / D^2$ verwendet, wobei l_y die laterale Ausdehnung der Rauigkeiten charakterisiert, das heißt, die Rauigkeitsdichte ist das Verhältnis von Anströmfläche zur Grundfläche pro Rauigkeitselement.

Zur klaren Abtrennung rauher Grenzschichtströmungen von glatten wird eine dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung der Sandrauigkeitshöhe k_s eingeführt. Dazu wird die Sandrauigkeitshöhe mit der Dicke der wandnahen Schicht (laminare Unterschicht) $\delta_v = \nu / u_*$ ins Verhältnis gebracht (Schlichting 1997), wobei diese Kennzahl als eine die Rauigkeitsströmung charakterisierende Reynolds-Zahl $\text{Re}_k = k_s^+ = k_s / \delta_v = k_s \cdot u_* / \nu$ angesehen werden kann. Für k_s^+ unterscheidet man drei Bereiche. Im hydraulisch glatten Bereich ist k_s^+ kleiner als 5. Die Sandrauigkeitshöhe k_s ist kleiner als die Dicke der laminaren Unterschicht δ_v . Der Übergangsbereich erstreckt sich für k_s^+ von 5 bis 70. Ist k_s^+ größer als 70, so spricht man vom aerodynamisch vollrauen Bereich. Die Rauigkeitselemente ragen deutlich über die laminare Unterschicht hinaus und

erreichen mit ihren Abmessungen den Beginn der logarithmischen Wandgrenzschicht. Mit der Annahme, daß Gl. 11 (S.21) auch außerhalb des aerodynamisch vollrauen Bereiches angewendet werden darf, lassen sich die oben genannten Grenzen für die normierte Sandrauigkeitshöhe k_s^+ auch mit der Rauigkeitslänge z_0 formulieren. Dazu ist es notwendig eine normierte Rauigkeitslänge $z_0^+ = z_0 \cdot u_* / \nu$ zu definieren. Grenzschichten werden unterhalb von $z_0^+ \approx 0,2$ als hydraulisch glatt und oberhalb von $z_0^+ \approx 2,3$ als aerodynamisch vollrauh bezeichnet.

Turbulente, aerodynamisch vollraue Grenzschichtströmungen weisen die Besonderheit auf, daß sie unabhängig von der Reynolds-Zahl sind (u.a. Albring, 1962, S. 326). Diese Eigenschaft ist die Grundlage für die Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht im Windkanal, obwohl sich die Reynolds-Zahl zwischen Windkanalmodellierung und Natur um nahezu drei Zehnerpotenzen unterscheidet.

In der atmosphärischen Grenzschicht wird folgende Gliederung für die „innere Schicht“ angewendet. Die unterste Schicht, innerhalb der Rauigkeiten, wird als Innenströmung bezeichnet (engl. „Canopy Flow“ für eine natürliche Bedeckung der Oberfläche bzw. „Urban Canopy Flow“ für städtische Bebauung, Plate 1995a), deren Dicke ungefähr der Versatzhöhe d_0 entspricht. Darüber befindet sich eine Übergangsschicht (engl. „Turbulent Wake Layer“), die sich bis zu einem vielfachen (2 bis 5-fachen) der Rauigkeitshöhe k erstreckt. Bis hierhin wird der Bereich auch als Rauigkeitsschicht (engl. „Roughness Sub-Layer“) ausgewiesen (Bottema, 1997). Oberhalb davon schließt sich der logarithmische Bereich an (Schicht konstanter Schubspannung, „Surface Layer“ oder auch Prandtl-Schicht genannt). Speziell zur städtischen Bebauung existieren zahlreiche Studien (u.a. Plate, 1995b, S.26); einen Übersichtsartikel über die „innere Schicht“ gibt Garratt (1990). Laboruntersuchungen wurden unter anderem von Bottema (1996) und Theurer et al. (1992, aus Plate 1995b) durchgeführt.

Als eine umfangreiche Zusammenstellung zum Stand des Wissens turbulenter, aerodynamisch vollrauer Grenzschichtströmungen wird Raupach et al. (1991) empfohlen.

1.1.3 Ausbreitungsmodelle

Der Verminderung der Schadstoffausbreitung in der atmosphärischen Grenzschicht kommt nicht zuletzt durch das zunehmende Umweltbewußtsein wachsende Bedeutung zu. Durch geeignete

Modellierung kann die Wirkung natürlicher und anthropogener Emissionsquellen abgeschätzt werden.

Prinzipiell existieren zwei Arten von Modellen. So besitzen die physikalischen Modelle (Untersuchungen im Windkanal oder Wassertank, maßstäblich verkleinerte Feldmessungen) ebenso praktische Bedeutung wie die mathematischen Modelle (sehr ausführlich in Zannetti, 1990), die durch analytische und numerische Algorithmen zur Beschreibung des Ausbreitungsproblems herangezogen werden.

Analytische Ausbreitungsmodelle basieren auf vereinfachten Annahmen, die zur Lösung der dem Ausbreitungsprozeß zugrunde liegenden Differentialgleichungen herangezogen werden. Als bekanntestes Beispiel gilt das Gauß-Modell, das nach wie vor seine praktische Anwendung findet (Kalmbach & Schmölling 1990, VDI 3782 1992). Dabei wird von konstanten turbulenten Diffusionsparametern über der Höhe ausgegangen (Turner 1994). Ferner existiert eine analytische Lösung mit höhenabhängigen turbulenten Diffusionsparametern von Berljand (1963, aus Berljand 1982), die identisch mit der Lösung von Huang (1979) und Demuth (1978, aus Zannetti 1990, S.117) ist.

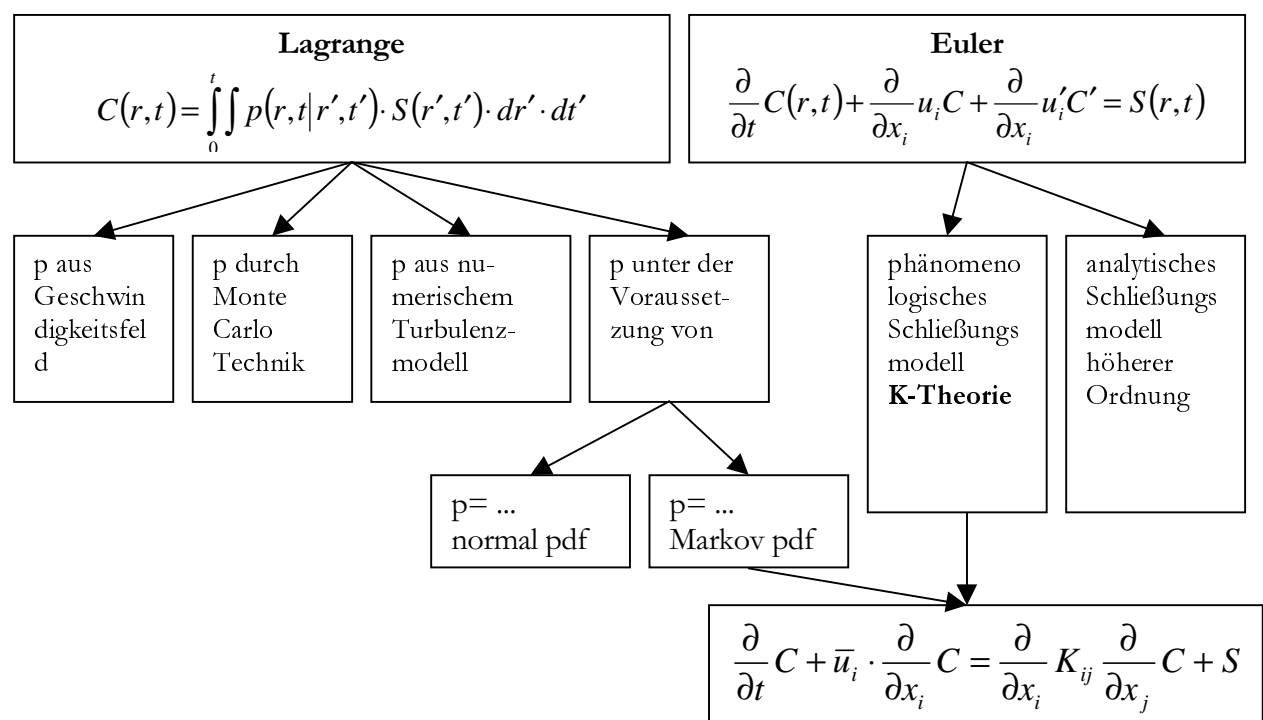


Abb. 1 – Schema zur Modellierung der turbulenten Diffusion im Vergleich der beiden Betrachtungsweisen (nach Lamb in Longhetto, 1980 aus Zannetti 1990, S.108)

Die andere Gruppe sind die numerischen Ausbreitungsmodelle, in denen Näherungslösungen durch Algorithmen oder Iterationsverfahren gefunden werden. In der Meteorologie unterscheidet

man ferner diagnostische Modelle (basieren auf meteorologischen Messungen; enthalten keine Zeitabhängigkeit, d.h. Abschätzung sind für den stationären Zustand gültig) und prognostische Modelle (zeitabhängige Lösungen).

Außerdem wird nach der Euler'schen und Lagrange'schen Betrachtungsweise differenziert. Der grundsätzliche Unterschied zwischen beiden besteht darin, daß der Beobachter beziehungsweise das Koordinatensystem einerseits fest fixiert ist (Euler) oder andererseits sich mit der Strömung bewegt (Lagrange).

Weite Verbreitung findet die K-Theorie (auch Gradientenansatz oder Turbulenzmodell nullter Ordnung genannt), die auf dem Ansatz von Boussinesq (u.a. Spurk 1989, S.214) basiert. Die turbulenten Massenflüsse werden hierbei durch den turbulenten Diffusionsparameter für den Stoffaustausch ersetzt. Alle diese mathematischen Modelle benötigen jedoch genaue Informationen zum turbulenten Strömungsfeld.

Experimentelle Untersuchungen zur Simulation der atmosphärischen Ausbreitung im Wassertank wurden von Willis & Deardorff (1978, 1981, 1983) und von Britter (1980) angestellt. Windkanaluntersuchungen sind dagegen wesentlich zahlreicher. Experimente mit der Beschränkung auf natürlich gewachsene Grenzschichten sind seltener anzutreffen (u.a. Davar & Cermak 1964, Brown 1987, Poreh et al. 1993).

1.2 Offene Probleme

Jahrelange Forschungstätigkeit auf dem Gebiet der theoretischen und experimentellen Untersuchung von Strömungs- und Konzentrationsfeldern in der atmosphärischen Grenzschicht hat gezeigt, daß eine Fülle von einzelnen Problemen ungelöst oder nur unzureichend bewältigt waren. Die fehlenden Kenntnisse gestatten nur unbefriedigende rechnerische Prognosen.

Im folgenden werden zahlreiche dieser Einzelprobleme mit einem Erkenntnisdefizit zusammengestellt. Daraus ergibt sich dann die Ziel- und Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit.

Die Simulation der atmosphärischen Grenzschicht im Windkanal erweist sich deshalb als vorteilhaft, weil sie für die erforderlichen experimentellen Untersuchungen eine starke Einschränkung der in der Natur vorhandenen Parameter gestattet. Der Einfluß der Turbulenz auf die Ausbreitung von passiven Skalaren kann somit detailliert untersucht werden. Dazu stellt sich die Frage: Wie gut ist die Qualität der Modellierung in atmosphärischen Grenzschichtwindkanälen? Seit Jahrzehnten

werden erfolgreich Untersuchungen aufgrund der Tatsache durchgeführt, daß das mittlere Geschwindigkeitsprofil und die Turbulenzintensitätsverteilung im unteren Drittel der Grenzschicht nachgebildet werden. Ob die Modellierung des unteren Teiles der Grenzschicht ausreichend ist, bleibt ungeklärt. Vielleicht liegt darin die Ursache begründet, warum seit Jahren in den USA am „Texas Tech Building“ (u.a. Cheung et al. 1990, Okada & Ha 1992, Sarkar et al. 1997) einerseits die Mittel- und RMS-Werte der Druckbeiwerte zwischen Windkanal und Natur exzellent übereinstimmen, aber andererseits die negativen Druckspitzen auf dem Dach des Modellhauses im Windkanal um 20% der Amplitude kleiner gemessen werden als am realen Haus. Ein weiteres Beispiel betrifft die Annahme, daß die meist zu groß gemessenen Konzentrationen im Windkanal gegenüber Feldmessungen durch die nicht modellierten, lateralen Windrichtungsschwankungen, die nichts anderes als die Wirkung niederfrequenter Turbulenz sind, verursacht werden. Tiefgreifende Vergleiche zu den Eigenschaften der Turbulenz zwischen Natur und Windkanal wurden aus dem einfachen Grund nicht durchgeführt, weil Informationen auf beiden Seiten fehlen. Dazu sind natürlich gewachsene Grenzschichten mit einem nach oben hin offenen Kanal Voraussetzung, ähnlich wie in der Atmosphäre. Die Bedeutung des Wortes „natürlich gewachsen“ drückt aus, daß keine künstliche Verdickung vorliegt, wie sie durch die sogenannten Counihan-Generatoren, nicht-äquidistante Stangengitter oder ähnliches erreicht werden kann. Die Grenzschicht stellt sich von allein über den Bodenrauigkeiten ein, wobei ferner zwischen irregulärer und regulärer Anordnung der Rauigkeiten zu unterscheiden ist. Diese natürlich erzeugten Grenzschichten im Windkanal besitzen eine Grenzschichtdicke, die viel größer als die geometrische Auflösung von Meßsonden ist. Damit ist es erst möglich, Höhenverteilungen turbulenter Eigenschaften zu vermessen.

Untersuchungen in der Natur weisen verschiedene Nachteile auf. Zum einen sind sie äußerst kostenintensiv. Sie verlangen einen ungeheuren Zeit- und gerätetechnischen Aufwand. Zum anderen liegen aufgrund der Vielfalt der Einflußgrößen keine konstanten Randbedingungen während der Messung vor. Ein entscheidendes Problem ist die Mittelungszeit. Um turbulente Eigenschaften (entsprechen höheren Momenten) mit einer ausreichenden statistischen Sicherheit zu messen, wächst die Mittelungszeit enorm an. Ferner existieren „nur“ Maste ($\leq 350\text{m}$) bis etwa zur halben Grenzschichtdicke (u.a. Peil & Nölle 1989, 1993).

Demzufolge gestattet die Untersuchung in natürlich gewachsenen Windkanalgrenzschichten einerseits die Verifikation der Modellierung in Grenzschichtwindkanälen, andererseits liefern Experimente die Eingangsgrößen für mathematische Ausbreitungsmodelle.

Die turbulente Grenzschicht ist eine Scherschicht, die durch die turbulente Schubspannung charakterisiert werden kann. Zur Höhenverteilung und zum Einfluß der Rauigkeit sind verein-

fachte theoretische Beziehungen gegeben, die mit den spärlichen experimentellen Ergebnissen befriedigend übereinstimmen (Kaimal & Finnigan 1994, Raupach et al. 1991). Daß ein theoretischer Zusammenhang zwischen der Turbulenzintensität, d.h. den Normalspannungen, und der turbulenten Schubspannung existiert, zeigen die Meßergebnisse. Jedoch sind dazu keine Hinweise in der Literatur zu finden.

Zur Normierung der turbulenten Diffusionsparameter wird häufig die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* benutzt. Diese wiederum bildet selbst als Verhältnis zur Grenzschichtrandgeschwindigkeit u_δ den dimensionslosen Reibungsbeiwert c_f , der von der Größe der Rauigkeiten abhängig ist. Die Bestimmung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit mit höchster Genauigkeit ist somit von grundlegender Bedeutung für den Vergleich theoretischer und experimenteller Ergebnisse.

Aus der turbulenten Schubspannung läßt sich die turbulente Zähigkeit ableiten. Diese Größe ist für den Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht maßgebend. Verschiedene Vergleiche experimenteller und theoretischer Ergebnisse (Plate 1995a, auch Wang et al. 1996, Hinze 1975, Klebanoff 1954, Townsend 1951) zeigen für sich jeweils sehr gute Übereinstimmung. Trägt man jedoch alle Ergebnisse in einem Diagramm zusammen, so zeigen sich Abweichungen.

Zur Charakterisierung der Turbulenz benutzt man neben der Turbulenzintensität den integralen Längenmaßstab der Turbulenz, der als mittlere Wirbelgröße der energiereichsten Turbulenzballen verstanden werden kann. Nahezu alle Messungen, die man in der Literatur zu den integralen Maßstäben antrifft, sind aus Autokorrelationsmessungen abgeleitet. Hier wird ein integraler Zeitmaßstab bestimmt, der mit der Taylor-Hypothese den gesuchten integralen Längenmaßstab liefert. Daß die Taylor-Hypothese in turbulenten Scherschichten nur begrenzt gültig ist (Lin 1953, Sternberg 1967, Townsend 1976), läßt Zweifel an der Berechtigung der genannten Methode aufkommen. Mit der sogenannten Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c existiert dennoch eine Möglichkeit zur Umrechnung der integralen Maßstäbe. In der Literatur sind zu u_c nur spärliche Angaben zu finden (Goldschmidt et al. 1981, Favre et al. 1967, Kovasznay 1970). Umfangreiche Messungen von u_c zur Höhenverteilung und zum Einfluß der Bodenrauigkeit in turbulenten Grenzschichten stehen aus. Ferner sind keine Messungen integraler Längenmaßstäbe aus 2-Punktkorrelationen in Abhängigkeit der Höhe und der Rauigkeit bekannt. Auch sind in der Literatur widersprüchliche Angaben zum Einfluß der Bodenrauigkeit auf die Größe der integralen Längenmaßstäbe zu finden (Counihan 1975).

Ausbreitungsuntersuchungen sind zahlreich in der Literatur anzutreffen. Meistens wird sich jedoch auf mittlere Konzentrationsverteilungen beschränkt. Zeitaufgelöste Konzentrationsmessungen in Windkanalgrenzschichten tauchen erst in jüngster Zeit auf. Die Kopplung der Konzentrations- und Geschwindigkeitsmeßtechnik erlaubt die direkte Messung der turbulenten Massenflüsse in turbulenten Grenzschichten. Dem Autor sind keine Ergebnisse für Windkanalgrenzschichten aus der Literatur dazu bekannt (Feldversuch von Hanna & Insley 1989). Als eine Näherung sind die Messungen von Brown (1987) zu sehen, der ein optisches Konzentrationsmeßverfahren mit der Hitzdrahtanemometrie zur Bestimmung der Geschwindigkeits-Konzentrations-Korrelationen im Labor koppelt. Jedoch wird die Konzentration entlang einer Linie integriert! Derselben Methode bedienen sich auch Poreh et al. (1993), die Schwankungen der CIC (engl. „Crosswind Integrated Concentration“) und VIC (engl. „Vertical Integrated Concentration“) untersuchen.

Als Folge der Vereinfachung der Differentialgleichung für den Stofftransport wird der turbulente Massenfluß in Ausbreitungsrichtung häufig gegenüber dem konvektiven Transport vernachlässigt. Zahlreiche theoretische Abhandlungen existieren hierzu (Monin & Yaglom 1971, Brown et al. 1993, Du & Venkatram 1997). Eine experimentelle Verifikation im Windkanal blieb bisher aus; derzeit bezieht man sich auf die Wirkung, d.h. die mittlere Konzentrationsverteilung, in Feldexperimenten.

Vergleicht man die Austauschgrößen für den Stoff- mit denen des Impulstransports, so zeigen erstere eine Besonderheit bei der Ausbreitung im Nachlauf einer Quelle. Im Grunde geht man davon aus, daß die Diffusionsparameter keine Abhängigkeit in Ausbreitungsrichtung zeigen. Die Praxis zeigt jedoch, daß die Ausbreitungsfahne, die eine Momentaufnahme darstellt, im Nahfeld mäandert, solange die räumliche Ausdehnung der Fahne kleiner bzw. in der gleichen Größenordnung wie der integrale Längenmaßstab ist. Die großen Wirbel tragen im Nahfeld zu einer intensiveren Vermischung bei, so daß der Diffusionsprozeß anfangs proportional zur Diffusionszeit abläuft. Damit sind die Diffusionsparameter von der Lauflänge abhängig. Diese Besonderheit im Nahfeld ist teilweise theoretisch geklärt (u.a. Hinze 1975, Berljand 1982, Gifford 1987, Venkatram 1988). Dem Übergang vom Lagrange'schen Zeitmaßstab zu Euler'schen Strömungsgrößen wird sich in der Literatur empirisch gewidmet (Hanna 1968).

Der Übergang von den turbulenten Diffusionsparametern K_{ij} zu den räumlichen Ausbreitungsparametern σ_i mit $i = (x \ y \ z)$ ist durch die Taylor'sche Beziehung in der Form von Campe de Feriet (Hinze 1975, S.47) theoretisch bekannt. Da die Diffusionsparameter eine deutliche Höhenabhängigkeit zeigen, ist das auch für die Ausbreitungsparameter zu erwarten. In der Praxis werden sie jedoch als konstant (Pasquill 1961a, Gifford 1960 aus Turner 1994, S.2-8) bzw. als grobe Funktion der Höhe (VDI3782, 1992) angesehen. Der Einfluß der Bodenrauigkeit bleibt in der

Praxis unberücksichtigt. Ferner sind theoretische Beziehungen der räumlichen Ausbreitungsparameter für turbulente Grenzschichten nicht existent.

Zur Herleitung einer analytischen Lösung für den Stofftransport behilft sich Berljand (1963, siehe auch Huang 1979, Demuth 1978) mit einer Annahme hinsichtlich des lateralen Diffusionsparameters K_y , indem er diesen proportional der mittleren Geschwindigkeitsverteilung ansetzt. Theoretische und experimentelle Bestätigungen dazu sind derzeit unbekannt.

Zur Höhenverteilung der turbulenten Schmidt-Zahl, d.h. dem Verhältnis der turbulenten Wirbelzähigkeit zum turbulenten Diffusionsparameter für den Stofftransport, findet man widersprüchliche Aussagen in der Literatur (Reynolds 1975). Die einen prophezeien kleine Werte an der Wand und große am Grenzschichtrand, andere sehen das Verhältnis genau umgekehrt. Experimente in turbulenten Grenzschichten könnten hier Aufklärung schaffen, fehlen aber.

Zusammengefaßt sind folgende Probleme offen:

1. Ist die physikalische Modellierung des unteren Teils der Grenzschicht in den sogenannten Grenzschichtwindkanälen ausreichend? Hier fehlen tiefgreifende Vergleiche der Eigenschaften turbulenter Grenzschichten zwischen Natur und Windkanal!
2. Gründliche theoretische und experimentelle Untersuchungen zur turbulenten Schubspannung sind rar. Der theoretische Zusammenhang zwischen den Turbulenzintensitäten (Normalspannungen) und der turbulenten Schubspannung ist ungeklärt.
3. Aufgrund der Tatsache, daß die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* zur Normierung der turbulenten Diffusionsparameter verwendet wird, sind umfangreiche Kenntnisse der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von u_* notwendig.
4. Verschiedene experimentelle und theoretische Vergleiche zur turbulenten Wirbelzähigkeit zeigen widersprüchliche Aussagen.
5. Detaillierte Angaben der Wirbeltransportgeschwindigkeit bezüglich der Höhenverteilung und dem Einfluß der Rauigkeit stehen aus.
6. Es existieren keine Daten zu den integralen Längenmaßstäben, die aus 2-Punktkorrelationsmessungen bestimmt wurden, hinsichtlich der Abhängigkeit von der Höhe innerhalb der Grenzschicht und von der Rauigkeit.
7. Es mangelt an einer bildhaften Vorstellung zum Einfluß der Bodenrauigkeit auf die integralen Längenmaßstäbe.
8. Direkte Messungen der turbulenten Massenflüsse in turbulenten Windkanalgrenzschichten sind nicht vorhanden.
9. Die experimentelle Verifikation zur Vernachlässigung des turbulenten Massenflusses in Ausbreitungsrichtung gegenüber dem konvektiven Transport (in mathematischen Ausbreitungsmodellen) steht in turbulenten Windkanalgrenzschichten noch aus.

10. Die theoretische Beschreibung des Nah- und Fernfeldes der turbulenten Diffusionsparameter für den Stofftransport ist unvollständig, weil der Übergang vom Lagrange'schen Zeitmaßstab zu Euler'schen Strömungsgrößen fehlt.
11. Welche Höhenabhängigkeit besitzen die räumlichen Ausbreitungsparameter, die in der Praxis als näherungsweise konstant angesehen werden?
12. Läßt sich ein theoretischer Zusammenhang zwischen den räumlichen Ausbreitungsparametern und der Bodenrauigkeit ableiten?
13. Theoretische Beziehungen und experimentelle Messungen des lateralen Diffusionsparameters K_y sind für die turbulente Grenzschicht unbekannt.
14. Zur Höhenverteilung der turbulenten Schmidt-Zahl findet man in der Literatur widersprüchliche Aussagen.

1.3 Aufgaben und Ziele der eigenen Arbeit

1.3.1 Aufgaben und Ziele

In natürlich gewachsenen Grenzschichten, die in einem offenen Windkanal durch regulär angeordnete Bodenrauigkeiten erzeugt werden, sollen experimentelle Untersuchungen zu den Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht durchgeführt werden. Die mittleren Geschwindigkeitsverteilungen und die Profile der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen sind zu messen. Besonderes Interesse ist der turbulenten Schubspannung $\tau(z) = -\rho \cdot \overline{u'w'}$ zu widmen. Neben theoretischen Betrachtungen sollen experimentelle Untersuchungen ausgeführt werden. Es soll der theoretische Zusammenhang zwischen der turbulenten Schubspannung und den Turbulenzintensitäten geklärt werden. Da die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* zur Normierung der turbulenten Diffusionsparameter herangezogen wird, sind die verschiedenen Methoden zur Bestimmung von u_* zu vergleichen und die Unterschiede zu diskutieren.

Die aus der turbulenten Schubspannung ermittelte turbulente Zähigkeit ν_t ist mit Hilfe theoretischer Beziehungen und experimenteller Ergebnisse in den verschiedenen, aerodynamisch vollrauhenden Grenzschichten zu vergleichen, um die widersprüchlichen Aussagen in der Literatur zu klären.

Abgeleitet aus der Verletzung der Taylor-Hypothese in der turbulenten Scherschicht sind detaillierte Untersuchungen zur Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c auszuführen. Besonderes Augenmerk soll dabei auf der Höhenabhängigkeit und dem Einfluß der Rauigkeit liegen. Neben Messungen der integralen Zeitmaßstäbe aus der Autokorrelation sind die integralen Längenmaßstäbe direkt aus 2-Punktkorrelationsmessungen zu bestimmen. Die wichtigsten Integralmaßstäbe sind als Funktion der Höhe und der Rauigkeit darzustellen. Ferner soll eine bildhafte Vorstellung entwickelt werden,

um die widersprüchlichen Aussagen in der Literatur zum Einfluß der Bodenrauigkeit auf die Größe der integralen Längenmaßstäbe zu klären.

Im Nachlauf einer horizontal, isokinetisch ausblasenden Punktquelle ist die Ausbreitung eines passiven Skalars zu untersuchen. Zum Einfluß der mechanischen Turbulenz auf die Ausbreitung sind die turbulenten Massenflüsse in der Windkanalgrenzschicht zu messen. Anschließend soll die in der Praxis übliche Vernachlässigung des in Ausbreitungsrichtung liegenden turbulenten Massenflusses gegenüber dem konvektiven Transport verifiziert werden. Aus den turbulenten Massenflüssen sind ferner die turbulenten Diffusionsparameter als Funktion über der Höhe innerhalb der Grenzschicht zu bestimmen.

Weiterhin soll sich der Nah- und Fernfeldproblematik im Nachlauf einer Punktquelle gewidmet werden. Dabei sind theoretische Beziehungen sowohl für die turbulenten Diffusionsparameter als auch für die räumlichen Ausbreitungsparameter zu finden, die den Höhen- und Rauigkeitseinfluß beinhalten.

Schließlich soll aus den experimentellen Ergebnissen die Höhenverteilung der turbulenten Schmidt-Zahl berechnet werden.

Zusammenfassend handelt es sich einerseits um theoretische und andererseits um experimentelle Untersuchungen zu turbulenten Strömungs- und Ausbreitungsgrößen in verschiedenen rauhen, natürlich gewachsenen Grenzschichten. Großer Wert soll auf die Höhenabhängigkeit gelegt werden. Besondere Behandlung ist der Wirkung kohärenter Strukturen auf das Strömungs- und Ausbreitungsfeld zu widmen.

1.3.2 Abgrenzungen

Die Ergebnisse aus Windkanaluntersuchungen sind streng genommen nur für die neutral geschichtete Atmosphäre gültig. Jedoch sei angemerkt, daß die durch die Bodenrauigkeit verursachte Turbulenz sowohl im labilen als auch im stabilen Schichtungszustand der Atmosphäre auftritt. Die experimentellen Untersuchungen werden in Grenzschichten ohne Druckgradient in Strömungsrichtung ausgeführt. Eine Verallgemeinerung der Ergebnisse auf beschleunigte beziehungsweise verzögerte Grenzschichten wird nicht vorgenommen. Die Experimente werden nicht in einer künstlich verdickten Grenzschicht realisiert. Wird besonderer Wert auf das Größenverhältnis zwischen Grenzschichtdicke und räumlicher Ausdehnung der benutzten Meßsonden gelegt, so scheidet die Untersuchung innerhalb der Rauigkeiten aus (u.a. Rottach 1997).

Die Ausbreitungsuntersuchungen werden vereinfacht im Nachlauf einer horizontal ausblasenden Punktquelle ausgeführt. Der Überhöhungseffekt, wie er am vertikal ausblasenden Schornstein anzutreffen ist, wird demnach nicht erfaßt. Ferner werden die Untersuchungen auf die Ausbreitung passiver Skalare beschränkt, deren Dichte gegenüber der Luft nicht stark abweicht, d.h. die Ausbreitung von Gasen, wie beispielsweise die Schwergasausbreitung, wird nicht behandelt.

2 Experimentelle Untersuchungen zum Strömungsfeld in Grenzschichten

2.1 Einführung

Um die Stoffausbreitung in turbulenten Grenzschichten besser zu verstehen, sind Kenntnisse der turbulenten Eigenschaften von Strömungsgrößen Voraussetzung. Im Abschnitt 1.2 (S.7) wurde der unzureichende Erkenntnisstand ausgewählter Größen diskutiert. Daraus ableitend, ergibt sich die Notwendigkeit der experimentellen Untersuchungen. Die Details und Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

Oftmals wird versucht, eine Verallgemeinerung der Ergebnisse durch eine geeignete Normierung zu erreichen. Die Wahl der entsprechenden Größen wird jedoch zwischen dem Labor und der Natur unterschiedlich ausfallen. Deutlich wird das am Beispiel der Grenzschichtdicke δ , die häufig zur Normierung verwendet wird. In der atmosphärischen Grenzschicht wird diese Größe von den Meteorologen weniger scharf wie im Labor (definiert als 99%-Wert der Geschwindigkeit der ungestörten Außenströmung) verwendet. In der Atmosphäre ist das die Höhe der turbulenten Schicht über der Erdoberfläche (Nieuwstadt 1995, S.94). Es lassen sich aber auch andere Längen zur Normierung angeben, wie zum Beispiel die Höhe der Prandtl-Schicht, die allesamt in Verbindung zur Grenzschichtdicke δ gebracht werden können. Dementsprechend sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen im Windkanal auch auf die neutral geschichtete Atmosphäre übertragbar.

Beginnend mit dem experimentellen Aufbau, insbesondere der Beschreibung der unterschiedlich rauhen Plattengrenzschichten und der verwendeten Meßmethode, wird weiterhin im Abschnitt 2.2.3 (ab S.18) auf die Genauigkeit und die notwendige Mittelungszeit turbulenter Strömungsgrößen eingegangen. Im folgenden Abschnitt 2.3 (ab S.20) werden die Momente der Geschwindigkeitskomponenten präsentiert. Anschließend wird sich etwas ausführlicher den turbulenten Schubspannungen und dem Einfluß kohärenter Strukturen gewidmet. Aus den turbulenten Schubspannungen läßt sich die turbulente Wirbelzähigkeit (Abschnitt 2.5 ab S.50) ableiten. Der Abschnitt 2.6 (ab S.53) befaßt sich mit den umfangreichen Messungen der integralen Zeit- und Längenmaßstäbe der Turbulenz (Euler'sche Betrachtungsweise). Neben den experimentellen Besonderheiten, wie Einfluß der Abtastfrequenz, der Verwendung von Hoch- und Tiefpaß, werden Fehlergrößen der Messung und der numerischen Berechnung abgeschätzt. Im Abschnitt 2.6.3 (S.62) wird weiterhin die Gültigkeit der Taylor-Hypothese diskutiert und die Wirbeltransportgeschwindigkeit eingeführt. Darauf folgen die Integralmaßstäbe der Turbulenz in

der Euler'schen Betrachtungsweise. Der Lagrange'sche Zeitmaßstab wird im Abschnitt 2.6.5 (S.79) besprochen. Schließlich folgt die spektrale Verteilung der Turbulenzenergie (ab S.84) innerhalb der turbulenten Plattengrenzschicht.

2.2 Experimenteller Aufbau / Meßmethode

2.2.1 Wahl der unterschiedlich rauben Plattengrenzschichten

Für die Untersuchung wurden vier Plattengrenzschichten ausgewählt, die sich in der Art und Höhe der Rauigkeiten unterscheiden (vergleiche Tabelle 1). Davon sind zwei Plattenströmungen, nach Definition mit der die Rauigkeit charakterisierenden Reynolds-Zahl, als aerodynamisch vollrauhe Grenzschicht zu bezeichnen (Rauigkeit PR3 und PR4). Zum Vergleich wurde ferner eine hydraulisch glatte Grenzschichtströmung (Rauigkeit PR1) experimentell untersucht. Im Übergangsgebiet zwischen beiden Extremen ordnet sich Rauigkeit PR2 ein.

Tabelle 1 – Bezeichnung und Charakter der experimentell untersuchten Rauigkeiten

Bezeichnung	PR1	PR2	PR3	PR4
Charakter der Rauigkeit	„hydraulisch glatte“	Übergangsrauigkeit	aerodynamisch vollrauh	aerodynamisch vollrauh
Beschreibung	geschliffene Holz- bzw. Aluminiumplatte	nur LEGO-Platten, keine zusätzlichen LEGO-Steine	maßstäblich verdoppelte Standardrauigkeit (PR4)	Standardrauigkeit (vgl. Abb. 2) mit LEGO
maximale Höhe der Rauigkeiten k	$\approx 0\text{mm}$	1mm	40 ... 60mm	20 ... 30mm
Rauigkeitslänge z_0	0,0027mm	0,041mm	0,77mm	0,84mm
äquivalente Sandrauigkeit $k_{sae} = z_0 \cdot \exp(8.5 \cdot \kappa)$	0,081mm	1,23mm	23,1mm	25,2mm
Rauigkeitsdichte $\lambda_{2\text{dim}} = k/D$	-	≈ 1	0,12 ... 0,19	0,12 ... 0,19
Rauigkeitsdichte $\lambda_{3\text{dim}} = k \cdot l_y / D^2$	-	≈ 1	0,05 ... 0,08	0,05 ... 0,08
Rauigkeitstyp	-	d-Typ	k-Typ	k-Typ

Abgesehen von der hydraulisch glatten Platte (Oberflächenbeschaffenheit in der Anströmung Holz, innerhalb des Untersuchungsgebietes Aluminium) wurden die vorhandenen Grundplatten der Firma LEGO® mit LEGO-Steinen beziehungsweise ohne diese als Bodenrauigkeit verwendet. In der Tabelle 1 sind die charakteristischen Größen der Rauigkeiten kurz zusammengefaßt; die Abb. 2 skizziert die Rauigkeit PR4.

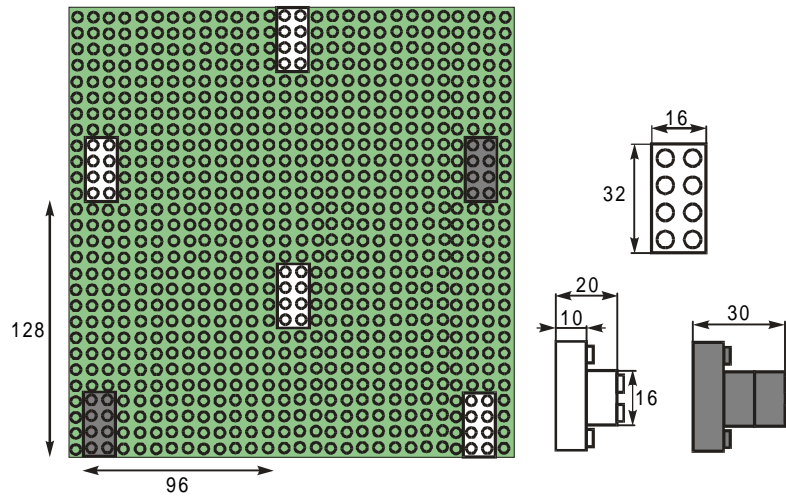


Abb. 2 – Maßstabsgetreue Skizze der Rauigkeit PR4 (alle Maße in Millimeter).

2.2.2 Hitzdrahtmeßtechnik

Sämtliche Geschwindigkeitsmessungen wurden mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie (Bruun 1995, Kitzing 1994) ausgeführt. Dazu kam das DISA 55M System in der Konstanttemperatur-Schaltung zum Einsatz. Die Kalibrierung des Meßsystems erfolgte gegen ein Prandtlrohr (Einsatz eines kapazitiven Präzisionsdruckwandlers vom Typ SETRA 239) in der ungestörten Außenströmung. Als Sonden wurden sowohl Normaldraht- als auch X-Sonden (Drähte bilden Winkel von 90 Grad) eingesetzt. In der kleinen Blasstrecke des Niedergeschwindigkeitswindkanals der TU Dresden fand die Aufnahme der Richtcharakteristik (X-Sonden) im nutzbaren Anströmwinkelbereich von -40 bis $+40$ Grad statt. Die Auswertung der anschließenden Routinemessungen erfolgte mit den zuvor eingemessenen Charakteristiken (Kitzing 1987). Die Meßdaten wurden mit Hilfe einer 16Bit Meßkarte (Abtastfrequenz rund 100kHz, Auflösung 0,15mV bei Meßbereich von 10V) in den PC eingelesen und weiterverarbeitet.

Die Genauigkeit der Hitzdrahtmessung wird durch verschiedene Fehlerquellen beeinträchtigt. So treten Fehler durch die analytische Approximation und die Drift der Eichkurve auf. Ferner kann die Kalibrierung gegen das Prandtlrohr fehlerhaft sein (beispielsweise durch eine ungenaue Ausrichtung der Sonde und/oder durch den sich anschließenden Druckwandler). Das „Warmlaufen“ der analogen Meßgeräte ist zu vernachlässigen, wenn diese Geräte während der Meßperiode nicht ausgeschaltet werden. Schließlich sei der zufällige Fehler durch den Analog-Digital-Umsetzer (ADU) genannt. Der ausgegebene Digitalwert ist ein Vielfaches der kleinsten auflösbaren Einheit (dieser wiederum setzt sich aus dem Spannungsbereich und der Anzahl der Werte – hier 16 Bit, d.h.

65.535+1 Wert – zusammen). Neben dem Quantisierungsfehler existieren weitere Fehlergruppen (Jacobsen 1989) bei der Umsetzung eines jeden ADU, die nicht weiter betrachtet werden sollen. Der Quantisierungsfehler, bedingt durch die endliche Auflösung des ADU, drückt den mittleren Betrag aus, um den sich die ausgegebenen digitalen Signale im Vergleich zu den analogen Eingangssignalen unterscheiden. Wird eine Abweichung von maximal 2 Digit angenommen, so beträgt der absolute Fehler für das Spannungssignal rund 0,30mV bei einem Meßbereich von 10V. Der Gesamtfehler ist im Einzelfall verschieden und demnach gesondert zu betrachten. Im allgemeinen kann er als kleiner fünf Prozent abgeschätzt werden.

Häufig werden die Meßergebnisse in dieser Arbeit durch Approximationskurven angenähert, die eine zufällige Abweichung korrigieren, jedoch einen systematischen Fehler ignorieren. Mit einem weiteren Komplex, und zwar dem Fehler bei unzureichender Mittelungszeit, beschäftigt sich der nächste Absatz.

2.2.3 Mittelwertbildung turbulenter Strömungsgrößen

Im Vorfeld des Experimentes sind Überlegungen hinsichtlich der Mittelungszeit und der Anzahl statistisch unabhängiger Einzelmessungen notwendig. Eine Abschätzung mit typischen Größen des Experimentes wird im weiteren vorgestellt. Ausführliche Betrachtungen sind unter anderem in Lumley und Panofsky (1964), Tennekes und Lumley (1972) sowie Durst (1997) zu finden.

Der Mittelwert einer statistisch verteilten Größe, hier am Beispiel der zeitabhängigen Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung, ist wie folgt definiert:

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 1}$$

Aufgrund der endlichen Meßzeit T liegt ein Mittelwert \bar{u}_T vor:

$$\bar{u}_T = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 2}$$

Die Frage nach der Meßzeit läßt sich quantifizieren, indem die relative Abweichung

$$\varepsilon = \frac{\bar{u} - \bar{u}_T}{\bar{u}} \quad \text{Gl. 3}$$

näher betrachtet wird. Die mittlere quadratische Abweichung von $\overline{(\bar{u} - \bar{u}_T)^2}$ berücksichtigend, die mit wachsender Mittelungszeit verschwinden muß, leiten Lumley und Panofsky (1964, S. 37) die folgende Beziehung für die Meßzeit T ab:

$$T = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \cdot \frac{T_I}{\epsilon^2} \quad \text{Gl. 4}$$

wobei T_I einen integralen Zeitmaßstab definiert. Dieser wiederum läßt sich näherungsweise durch die Grenzschichtdicke δ und die Grenzschichtrandgeschwindigkeit u_δ ausdrücken. Damit kann für die erforderliche Meßzeit T zur Bestimmung eines Mittelwertes \bar{u} (1. Moment) mit der Genauigkeit ϵ

$$T = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \epsilon^2} \quad \text{Gl. 5}$$

geschrieben werden. Für die höheren Momente ergeben sich beträchtlich größere Meßzeiten. Lumley & Panofsky (1964) ersetzen in Gl. 5 die Geschwindigkeit u durch u^2 beziehungsweise durch u^4 und leiten daraus die Beziehungen zu den Meßzeiten für das 2. und 4. Moment ab (die Bezeichnung der Momente werden im Index geführt):

$$T_2 = 4 \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \epsilon^2} \quad \text{Gl. 6}$$

$$T_4 = \frac{64}{3} \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \epsilon^2} \quad \text{Gl. 7}$$

Die Meßzeiten der beiden höheren Momente (Gl. 6 und Gl. 7) weisen im Gegensatz zur Meßzeit für das 1. Moment (Gl. 5) keine Abhängigkeit von der Turbulenzintensität $\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u}$ auf. Neben der geforderten Meßgenauigkeit ist die Meßzeit nur durch den integralen Zeitmaßstab $T_I \approx \delta/u_\delta$ festgelegt.

Die Abb. 3 zeigt die angegebenen Verläufe für eine turbulente Grenzschicht der Dicke $\delta = 200\text{mm}$, der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand $u_\delta = 12\text{m/s}$ und einer Turbulenzintensität $Tu = 20\%$. Die Mittelungszeit der 1. Momente beträgt etwa 10s bei einer Genauigkeit von rund 1%. Werden Mittelwerte der Schwankungsgrößen (2. Moment) mit einem Fehler kleiner als 5% gefordert, so ist eine Mittelungszeit von einer halben Minute notwendig.

Für die notwendige Anzahl N statistisch unabhängiger Einzelmessungen gibt Durst (1997) eine Beziehung an, die mit den bereits oben durchgeführten Näherungen auf eine Abhängigkeit von der Turbulenzintensität zurückgeführt werden kann:

$$N = \frac{T}{T_I} \approx \frac{T \cdot u_\delta}{\delta} = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \cdot \frac{1}{\epsilon^2} \quad \text{Gl. 8}$$

Für den Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit sind demnach 800 Meßwerte notwendig, um eine Genauigkeit von 1% zu erreichen. Die Mittelwerte der Schwankungsgrößen erfordern bereits 10.000 Einzelmessungen bei einer Genauigkeit von 2%.

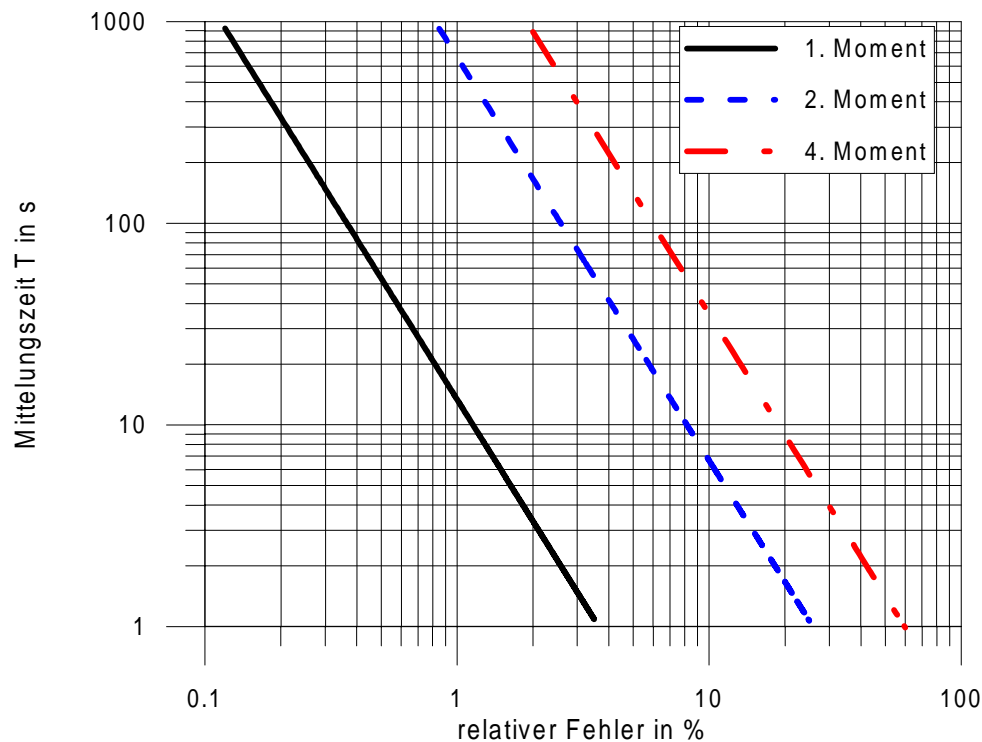


Abb. 3 – Mittelungszeit als Funktion des relativen Fehlers; Parameter sind die Momente der betreffenden physikalischen Größe

2.3 Momente der Geschwindigkeitskomponenten

2.3.1 Mittlere Geschwindigkeitsprofile

Im folgenden wird das mittlere Geschwindigkeitsprofil oberhalb der Rauigkeiten bis hin zum Grenzschichtrand betrachtet. Damit werden verschiedene Bereiche innerhalb der Grenzschicht überstrichen, deren Besonderheiten berücksichtigt werden müssen.

Die unterste Schicht bildet die Strömung zwischen den Rauigkeitselementen und erstreckt sich bis zur Versatzhöhe d_0 . Anschließend folgt die Übergangsschicht, die bis zu einem Vielfachen der Rauigkeitshöhe reicht und den Wechsel der Strömung innerhalb der Rauigkeiten bis in die Prandtl-Schicht hinein charakterisiert. Die unterste Schicht und die Übergangsschicht werden auch als Rauigkeitsschicht bezeichnet. Ferner besitzt die Übergangsschicht einen starken Einfluß auf die untere, zu berücksichtigende Approximationsgrenze bei der Auswertung von mittleren Geschwindigkeitsprofilen in der Prandtl-Schicht (Schicht konstanter Schubspannung).

Das turbulenzproduzierende Gebiet der Grenzschicht ist der sogenannte logarithmische Bereich der Grenzschichtströmung, in dem näherungsweise eine konstante Schubspannung τ angenommen wird. Der Verlauf des mittleren Geschwindigkeitsprofils wird durch das logarithmische Wandgesetz (Gl. 9) beschrieben, wobei, wie weiter unten gezeigt wird, verschiedene Schreibweisen existieren:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z \cdot u_*}{\nu}\right) + C_1 \quad \text{Gl. 9}$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit wird mit u_* bezeichnet; κ ist die Kármán-Konstante. Ist für die hydraulisch glatte Plattenströmung die Integrationskonstante tatsächlich eine Konstante mit dem Wert $C_1 = 5,5$, so zeigt sich für den aerodynamisch vollrauen Bereich eine Abhängigkeit von der Sandrauhigkeitshöhe k_s mit $C_1 = 8,5 - 1/\kappa \cdot \ln(k_s \cdot u_*/\nu)$. Daraus läßt sich dann die zweite Form des logarithmischen Wandgesetzes ableiten, wobei sich jetzt für den vollrauen Bereich eine Konstante $C_2 = 8,5$ ergibt:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + C_2 \quad \text{Gl. 10}$$

Gebräuchlich ist weiterhin die Schreibweise mit der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 , die sich im vollrauen Bereich über die Beziehung

$$k_s/z_0 = \exp(8,5 \cdot \kappa) \quad \text{Gl. 11}$$

ineinander überführen läßt:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{Gl. 12}$$

Findet man in der Regel die Gleichung ohne die Versatzhöhe d_0 vor, so erweist sie sich als notwendig, wenn Geschwindigkeitsprofile für große Rauigkeiten k , verbunden mit einer großen Rauigkeitsdichte λ , beschrieben werden sollen (d-Typ Rauigkeiten siehe S. 4):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z - d_0}{z_0}\right) \quad \text{Gl. 13}$$

In der Literatur wird die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes von der Wand bis etwa 15% der Grenzschichtdicke δ angegeben. Das Gesetz gilt aufgrund der theoretischen Herleitung bis zu der Höhe, in der die Schubspannung konstant ist. Daß die Grenze für aerodynamisch vollraue Grenzschichten sich etwas vergrößert, wird im Abschnitt 2.4 (Abb. 19, S.42) gezeigt. Ihlenfeld (1979) verweist auf Messungen in turbulenten Rohr- und Plattenströmungen von Wieghardt (1944), der eine deutliche Vergrößerung des Gültigkeitsbereiches bei erhöhter Außenturbulenz diskutierte.

Die äußere Schicht reicht bis zum Grenzschichttrand. Setzt man gedanklich das logarithmische Geschwindigkeitsprofil bis zum Grenzschichttrand fort (vergleiche Abb. 4), so zeigt der Verlauf gegenüber der Messung ein Defizit. Dieser Bereich wird als Defektschicht bezeichnet (Schlichting, 1997, S.617ff.), er kann mit Hilfe einer Nachlauf-Funktion ausgeglichen werden.

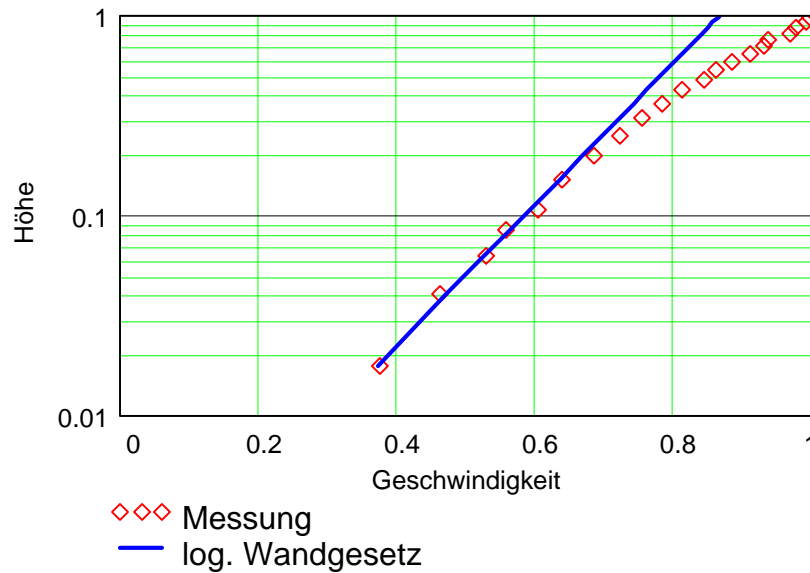


Abb. 4 – Mittleres Geschwindigkeitsprofil (Rauigkeit PR2) in halb-logarithmischer Darstellung. Beide Achsen sind entsprechend normiert (die Geschwindigkeit auf den Wert am Grenzschichttrand, die Höhe auf die Grenzschichtdicke).

Ein Ansatz für die Nachlauf-Funktion wurde durch Coles (1956, aus Schlichting 1997, S.638) gegeben, so daß sich eine Gleichung für das Geschwindigkeitsprofil innerhalb der Prandtl-Schicht (log. Schicht) *und* für den äußeren Bereich bis zum Grenzschichttrand wie folgt formulieren läßt:

$$\bar{u}(z) = u_* \cdot \left[\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{z \cdot u_*}{\nu} \right) + C_1 + \frac{\Pi}{\kappa} \cdot \left(1 - \cos \left(\pi \cdot \frac{z}{\delta} \right) \right) \right] \quad \text{Gl. 14}$$

Die Gl. 14 läßt sich ebenfalls in verschiedenen Schreibweisen darstellen, wobei die Gl. 15 die aerodynamische Rauigkeitslänge z_0 berücksichtigt:

$$\bar{u}(z) = u_* \cdot \left[\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + \frac{\Pi}{\kappa} \cdot \left(1 - \cos \left(\pi \cdot \frac{z}{\delta} \right) \right) \right] \quad \text{Gl. 15}$$

Der Nachlaufparameter $\Pi \cong 0,55$ ist für Gleichdruckgrenzschichten gültig. In beschleunigten Grenzschichten nimmt Π (bis auf Null) ab; bei Verzögerung wächst Π an (Scheurer 1997). Die Grenzschichtdicke δ und die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (in der letzten Form auch die Rauigkeitslänge z_0) werden anhand gemessener Geschwindigkeitsprofile bestimmt. Die Gl. 15 geht in Gl. 16 über, wenn für die Höhe z die Grenzschichtdicke δ eingeführt wird (Ihlenfeld 1979):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_\delta}{\ln(\delta/z_0) + 2 \cdot \Pi} \cdot \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \Pi \cdot \left(1 - \cos\left(\pi \cdot \frac{z}{\delta}\right)\right) \right] \quad \text{Gl. 16}$$

Der Coles-Ansatz approximiert das mittlere Geschwindigkeitsprofil bis etwa 30% über den Grenzschichttrand hinaus und erfüllt dort die Randbedingung

$$\frac{d}{dz} \bar{u}(z \gg \delta) = 0 \quad \text{Gl. 17}$$

Weiterhin sei der Potenzansatz nach Gl. 18 als mathematische Beschreibung des mittleren Geschwindigkeitsprofils in der Grenzschicht erwähnt, wobei der Ansatz durch seine Einfachheit weite Verbreitung findet:

$$\bar{u} = \bar{u}_B \cdot \left(\frac{z - d_{0P}}{z_B - d_{0P}} \right)^{1/n} \quad \text{Gl. 18}$$

Hierbei ist \bar{u}_B die Geschwindigkeit in der Bezugshöhe z_B . Analog zum logarithmischen Wandgesetz wird ebenfalls eine Versatzhöhe d_{0P} definiert. Der Rauigkeitseinfluß wird durch den Exponenten n erfaßt. Gebräuchlich ist die Anwendung des Potenzansatzes zwischen 20% und 80% der Grenzschichtdicke.

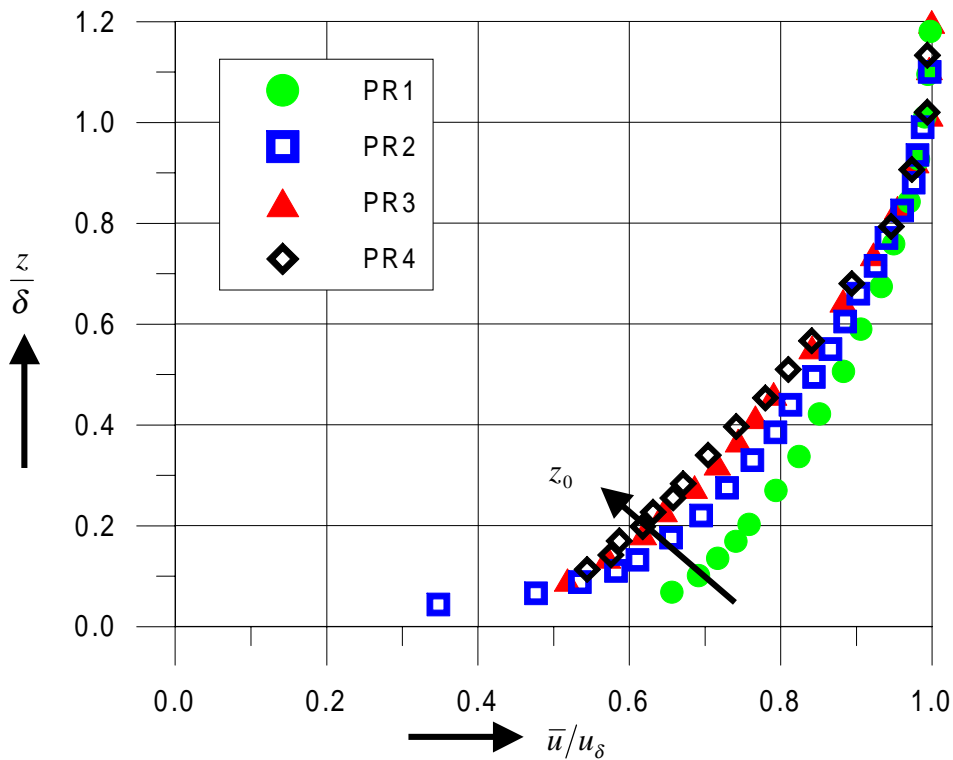


Abb. 5 – Mittlere Geschwindigkeitsprofile als Funktion der Höhe; Parameter ist die Bodenrauigkeit

Die Abb. 5 zeigt die Geschwindigkeitsprofile der hier verwendeten, vier verschiedenen rauen Plattengrenzschichten. Turbulente Geschwindigkeitsprofile über hydraulisch glatten Platten weisen

ein völligeres Geschwindigkeitsprofil als Laminarprofile auf. Mit wachsender Rauigkeit werden die Profile jedoch wieder flacher.

Die Kenngrößen der vier verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten sind in der folgenden Tabelle 2 zusammengefaßt. Es sei angemerkt, daß die Anlaufänge für alle vier Geschwindigkeitsprofile mit $x = 4.500\text{mm}$ gleich gewählt wurde.

Im Abschnitt 1.1.2 (siehe S.4) wurde die Reynolds-Zahl $\text{Re}_k = k_s^+ = k_s \cdot u_* / \nu$, die die Rauigkeitsströmung charakterisiert, eingeführt. Damit ist die Grenzschichtströmung über der Rauigkeit PR1 als hydraulisch glatt zu bezeichnen ($\text{Re}_k < 5$), die Grenzschichtströmung über der Rauigkeit PR2 befindet sich im sogenannten Übergangsbereich ($5 \leq \text{Re}_k < 70$), die Grenzschichten der Rauigkeiten PR3 und PR4 sind aerodynamisch vollraue Plattengrenzschichten ($\text{Re}_k > 70$).

Die Versatzhöhen d_{\log} (log. Wandgesetz Gl. 13, S. 21) und d_{0p} (Potenzansatz Gl. 18, S.23) sind für den k-Typ (siehe S.3) allesamt gleich 0; Rauigkeit PR2 (d-Typ, d.h. die Rauigkeitselemente stehen sehr dicht) weist dagegen einen Wert größer als 0 auf. Die Strömung wird als abgehoben bezeichnet (engl. „Swimming Flow“).

Tabelle 2 – Zusammenfassung der Kenngrößen für die Geschwindigkeitsprofile über den vier verschiedenen Rauigkeiten

	PR1	PR2	PR3	PR4
δ [mm]	59	90	217	177
u_δ [m/s]	11,5	12,1	11,4	12,4
u_* [m/s]	0,42	0,55	0,68	0,77
u_*/u_δ	0,036	0,046	0,060	0,062
$c_f \cdot 1.000$	2,6	4,1	7,1	7,8
z_0 [mm]	2,7E-03	4,1E-02	7,7E-01	8,4E-01
z_0/δ	4,6E-05	4,6E-04	3,5E-03	4,7E-03
Re_{k_s}	2,2	45	1196	1382
z_B/δ	100%	100%	100%	100%
\bar{u}_B/u_δ	1	1	1	1
$1/n$	0,16	0,21	0,28	0,29

Die Geschwindigkeitsprofile für die beiden größten Rauigkeiten (PR3 und PR4) werden in Bodennähe durch die Rauigkeitselemente gestört. Zur Reduzierung dieser Störung wurden während der Messung die LEGO-Steine unmittelbar vor der Geschwindigkeitssonde entfernt. Es

zeigt sich kein signifikanter Unterschied zwischen den Geschwindigkeitsprofilen von Rauigkeit PR3 und PR4.

Ein besonderer Effekt zeigte sich im Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsvariation. Die Theorie der Grenzschichtströmung sieht eine Zunahme der Grenzschichtdicke bei gleichzeitiger Verminderung der Geschwindigkeit u_∞ voraus (Schlichting, 1997, S.35f):

$$\frac{\delta}{x} \propto \frac{1}{\ln(\text{Re}_x)} = \frac{1}{\ln\left(\frac{u_\infty \cdot x}{\nu}\right)} \quad \text{Gl. 19}$$

Gültig ist Gl. 19 für die turbulente Grenzschichtströmung über einer hydraulisch glatten Oberfläche. Umgekehrt verhält sich die aerodynamisch vollraue Grenzschicht; mit wachsender Geschwindigkeit nimmt die Grenzschichtdicke zu. Der Reibungsbeiwert c_f weist für hydraulisch glatte Platten lediglich eine Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und demnach auch von der Geschwindigkeit auf. Technisch relevante Strömungen sind dagegen sowohl von der Reynolds-Zahl als auch von der Rauigkeit abhängig. Für aerodynamisch vollraue Grenzschichtströmungen wird der Reibungsbeiwert nur noch durch die Rauigkeitslänge z_0 und nicht durch die Geschwindigkeit beeinflusst. Demzufolge verhalten sich aerodynamisch vollraue Grenzschichten anders als hydraulisch glatte Grenzschichtströmungen bezüglich der Grenzschichtdicke. Die im Experiment festgestellte Zunahme der Grenzschichtdicke mit wachsender Geschwindigkeit wird durch die Höhe der Rauigkeitselemente verursacht. Tritt an der hydraulisch glatten Platte als Widerstand lediglich die Reibungswirkung auf, so kommt bei der aerodynamisch vollrauen Plattenströmung zusätzlich der Formwiderstand als Folge der umströmten Rauigkeitselemente hinzu. Das erklärt das gegensätzliche Verhalten zwischen hydraulisch glatter und aerodynamisch vollrauer Grenzschicht hinsichtlich der Abhängigkeit der Grenzschichtdicke von der Geschwindigkeit.

Der folgende Absatz befaßt sich mit dem Zusammenhang zwischen dem Exponenten n im Potenzansatz (Gl. 18, S.23) und der Rauigkeitslänge z_0 im logarithmischen Wandgesetz (Gl. 12, Gl. 13 und Gl. 16, S.21ff.). Ein aus atmosphärischen Meßdaten abgeleiteter empirischer Ansatz wurde von Counihan (1975) gegeben, der jedoch nur ungenügend die stark streuenden Meßdaten beschreibt. Ein weiterer Ansatz ist in Ihlenfeld (1979) zu finden, der das logarithmische Geschwindigkeitsprofil und den Potenzansatz in einer ausgewählten Höhe miteinander koppelt. Der Ansatz von Counihan läßt den Einfluß der Grenzschichtdicke (in der Atmosphäre spricht man von der Schichthöhe) vermissen. Deshalb wird in den nächsten Zeilen eine kurze Herleitung für einen Zusammenhang zwischen dem Exponenten n und der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 vorgestellt.

Werden anstatt der Bezugsgrößen im Potenzansatz (Gl. 18, S.23) die Größen am Grenzschichttrand eingesetzt, so läßt sich mit der Definition für die Verdrängungsdicke

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}_{\delta}} \right) \cdot dz \quad \text{Gl. 20}$$

folgender Zusammenhang ableiten (Albring, 1962, Gl. 24.57):

$$\delta = \delta_1 \cdot (n+1) \quad \text{Gl. 21}$$

Unter Verwendung des Coles-Profiles für die mittlere Geschwindigkeitsverteilung (Gl. 16, S.23) innerhalb der gesamten Grenzschicht ist das Integral lösbar und nach Einsetzen in Gl. 21 ergibt sich Gl. 22 für den Zusammenhang zwischen dem Exponenten n und der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 :

$$n = \frac{\Pi - 1 + \ln(\delta/z_0)}{\Pi + 1}$$

bzw. mit $\Pi = 0,55$ folgt

$$n = 0,645 \cdot \ln(\delta/z_0) - 0,290 \quad \text{Gl. 22}$$

Die Gleichung zeigt, daß der Exponent n nicht nur von z_0 sondern auch von der Grenzschichtdicke δ abhängig ist. In der Abb. 6 werden die Meßdaten aus der Atmosphäre (Counihan 1975), die Ansätze von Counihan (1975) und Ihlenfeld (1979) mit Gl. 22 verglichen. Die Grenzschichtdicke wurde zwischen 300m und 1500m entsprechend variiert, wodurch die Naturdaten besser repräsentiert werden.

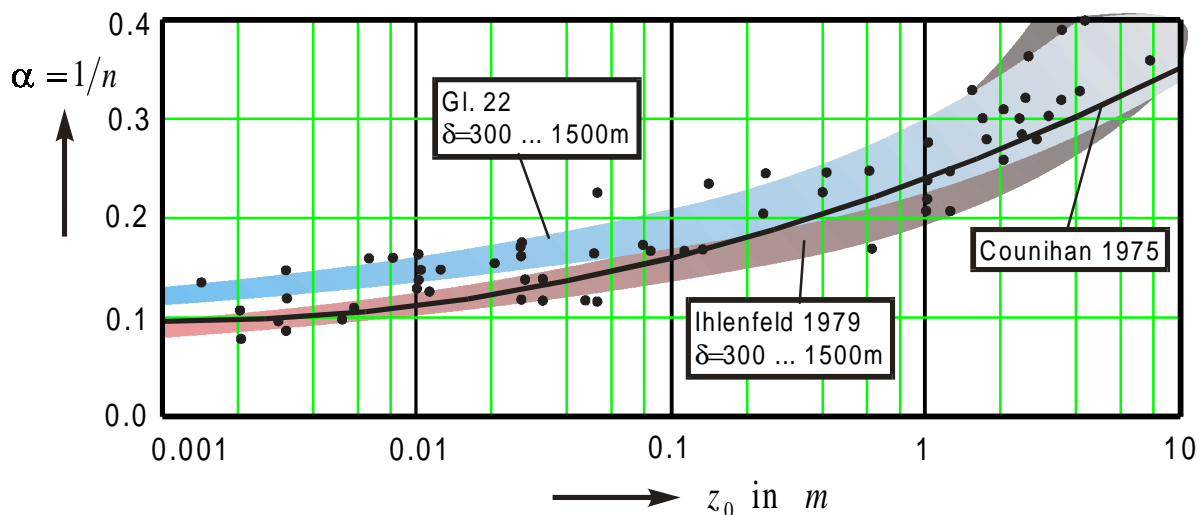


Abb. 6 – Vergleich verschiedener Beziehungen für den Zusammenhang zwischen dem Profilexponent (Potenzansatz) und der aerodynamischen Rauigkeitslänge. Die Meßpunkte sind Counihan (1975) entnommen.

2.3.2 Profile der Turbulenzintensitäten

Die Turbulenzintensität, auch als Turbulenzgrad bezeichnet, ist ein Maß für die Turbulenz der Strömung und wird als das Verhältnis der Standardabweichung der Schwankungsgeschwindigkeit,

$$\sigma_i = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (u_i(t) - \bar{u}_i)^2 \cdot dt} \quad \text{mit } i = u, v, w \quad \text{Gl. 23}$$

auch mit $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ oder u_{RMS} (hier für die u -Komponente) bezeichnet, zur mittleren Geschwindigkeit \bar{u} definiert:

$$\frac{\sigma_i}{\bar{u}} = Tu_i = I_i \quad \text{Gl. 24}$$

Bei der Wahl der Geschwindigkeit unterscheidet man die Normierung mit der örtlichen, also höhenabhängigen mittleren Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ und mit der konstanten Grenzschichttrandgeschwindigkeit u_δ . Aus Messungen ist jedoch bekannt, daß die Turbulenzintensität mit wachsender Bodenrauigkeit zunimmt (Klebanoff, 1954 und Corsin & Kistler, 1954 aus Hinze 1975, S.639 bzw. 641). Weiterhin ist bekannt, daß das mittlere Geschwindigkeitsprofil für raue Oberflächen flacher ist im Gegensatz zu hydraulisch glatten Platten, deren mittleres Geschwindigkeitsprofil völliger ausfällt (siehe Abb. 5, S.23). Damit eignen sich die mittlere höhenabhängige Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ nur bedingt und die Grenzschichttrandgeschwindigkeit u_δ nicht zur Normierung der Standardabweichung von turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen (Gl. 23), wenn der Einflußparameter der Bodenrauigkeit vollständig erfaßt werden soll.

Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* (aus dem Clauser-Plot bestimmt, siehe Abschnitt 2.4.3, S.37) wird diesem Umstand gerecht. Sie wächst ebenfalls, wie die Standardabweichung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen σ_i , mit wachsender Rauigkeit an. In der Abb. 7 sind die Ergebnisse der Windkanalexperimente für die vier verschiedenen rauen Grenzschichtströmungen zusammengetragen. Zusätzlich wurden die Höhenverteilungen der Verhältnisse $\sigma_i(z)/u_*$ durch eine empirische Ausgleichskurve (Gl. 25) angenähert:

$$\frac{\sigma_i}{u_*} = \sum_{j=0}^3 a_{ij} \cdot (z/\delta)^j \quad \text{Gl. 25}$$

Der Index i beinhaltet die drei Geschwindigkeitskomponenten. Die Konstanten a_0 , a_1 , a_2 und a_3 sind für die Übergangsrauigkeit PR2 der Tabelle 3 zu entnehmen.

Tabelle 3 – Konstanten für die entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten der Gl. 25 (PR2)

	a_{i0}	a_{i1}	a_{i2}	a_{i3}
$\sigma_u = \sqrt{u'^2}$	2,270	-1,256	0,186	-0,656
$\sigma_v = \sqrt{v'^2}$	1,315	-0,080	-0,451	-0,423
$\sigma_w = \sqrt{w'^2}$	0,929	1,002	-2,223	0,730

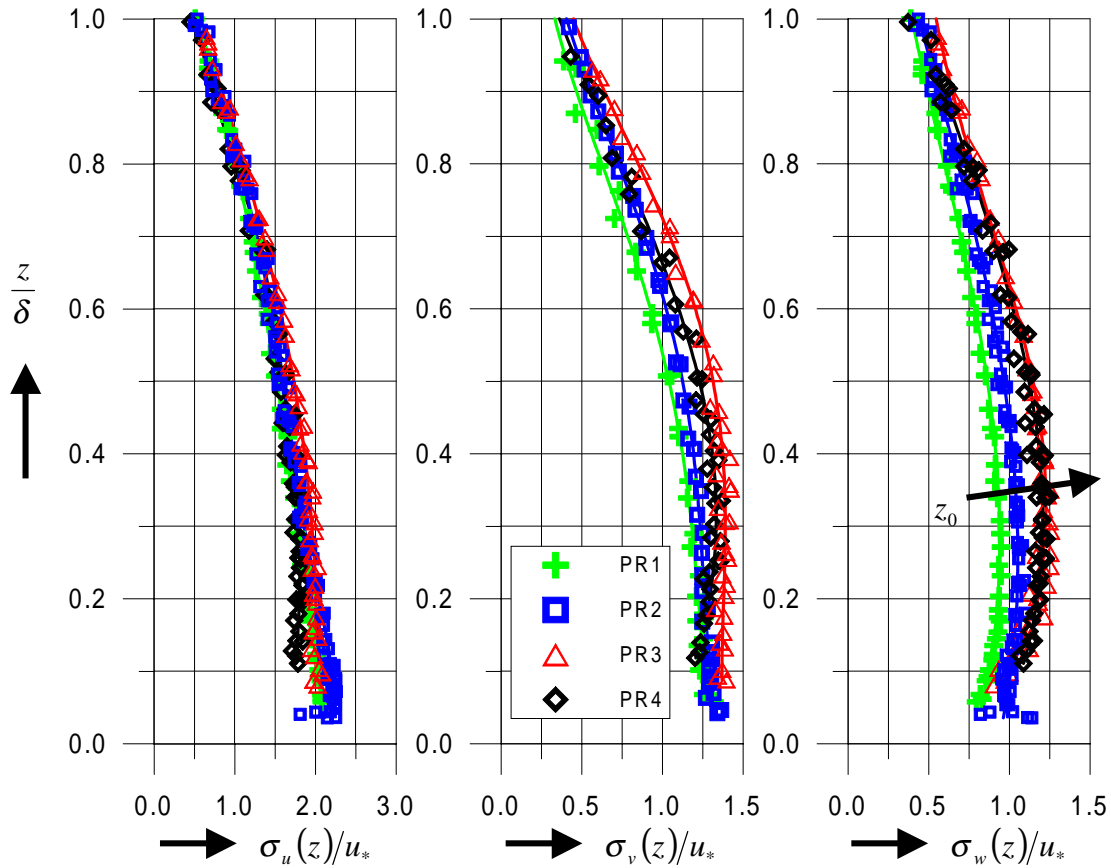


Abb. 7 – Verhältnisse der auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen über der Höhe. Gezeigt sind die Meßwerte für die vier verschiedenen rauen Grenzschichtströmungen des Experimentes und empirische Ausgleichskurven.

Die Verteilungen der dimensionslosen Verhältnisse $\sigma_i(z)/u_*$ über der Höhe werden durch die Approximationskurven hinreichend genau wiedergegeben (Abb. 7). In der Literatur sind nur spärliche Angaben zur mathematischen Beschreibung der Höhenverteilung von $\sigma_i(z)/u_*$ (Shafi & Antonia 1995) bzw. der Turbulenzintensitäten σ_i/\bar{u} zu finden (WTG-Merkblatt 1994, Counihan 1975). Die gemessenen Verläufe über der Höhe sind in Übereinstimmung mit den Messungen über rauen Wänden von Shafi & Antonia (1995, näherungsweise d-Typ), obgleich die Beträge der Querkomponenten etwas größer sind (siehe Tabelle 4).

Tabelle 4 – Meßwerte zum Verhältnis der Standardabweichungen der Geschwindigkeitsschwankungen bezogen auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit aus numerischem Modell, Naturmessungen und verschiedenen Windkanalgrenzschichten

Quelle	Rauhigkeit	$z ; z/\delta$	σ_u/u_*	σ_v/u_*	σ_w/u_*
Numerisches Modell					
Maxey 1982 Störungsrechnung („Rapid Distortion Theory“ - RDT) (aus Mann 1994)	?	?	1,95	1,41	1,16
Feldmessungen					
Panofsky & Dutton 1984 (aus Zannetti 1990, S.63)	flaches Grasland	5...20m	2,39±0,03	1,92±0,05	1,25±0,03
	„rolling“ Terrain	5...20m	3,4±1,0	2,9±0,9	1,23±0,02
Counihan 1975		5...20m	2,5	1,875	1,25
Mann et al. 1991 (Great Belt) (aus Mann 1994)	See	70m	2,22	1,68	1,17
Courtney 1988 (LA- MEX) (aus Mann 1994)	flaches Terrain	45m	2,02	1,78	1,35
Windkanal					
Perry et al. 1987	hydraulisch glatt	0,1	2,13	1,50	1,13
	vollkommen rauh (Netz)	0,1	2,18	1,51	1,11
Andreopoulos & Brad- shaw 1981	hydraulisch glatt	0,1	2,24	-	1,11
Raupach 1981	hydraulisch glatt (a)	0,1	2,10	-	1,01
Raupach 1981	vollkommen rauh (b)	0,1	1,96	1,34	1,10
Raupach 1981	vollkommen rauh (c)	0,1	1,99	1,39	1,08
Raupach 1981	vollkommen rauh (d)	0,1	2,03	1,38	1,09
Raupach 1981	vollkommen rauh (e)	0,1	2,04	1,41	1,10
Raupach 1981	vollkommen rauh (f)	0,1	2,06	1,46	1,10
Raupach et al. 1991	Leisten („Strips“)	0,1	2,06	-	1,21
Raupach et al. 1991	Weizen („Wheat“)	0,1	2,20	-	1,26
Raupach et al. 1991 Zusammenfassung		0,1	2,1±0,2	1,4±0,1	1,1±0,1
Shafi & Antonia 1995	d-Typ	0,1	2,1	1,5	1,3
eigene Messung (Abb. 7)	siehe S.16ff.	0,1	2,1±0,2	1,3±0,1	1,0±0,15

Wesentlich umfangreicher sind Hinweise in der Literatur hinsichtlich der Standardabweichung der Geschwindigkeitsschwankungen am Boden der Grenzschicht bzw. kurz darüber, bezogen auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* , anzutreffen, die in der Tabelle 4 zusammengefaßt sind.

Die Werte der Feldmessungen tendieren zu größeren Werten gegenüber den Messungen im Windkanal. Dieser Fakt ist qualitativ korrekt, da die Werte der Feldmessungen bei niedrigeren Höhen als die der Windkanalmessungen erhalten worden sind. Die eigenen Meßwerte stimmen gut mit den

hervorgehobenen Werte von Raupach et al. (1991) überein, die die bisherigen Windkanalergebnisse der Literatur zusammenfassen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt betrifft die Verhältnisse der Turbulenzintensitäten σ_v/σ_u und σ_w/σ_u zueinander. Für isotrope Turbulenz sind $\sigma_v/\sigma_u = \sigma_w/\sigma_u = 1$. Innerhalb der turbulenten Grenzschicht liegt jedoch eine starke Anisotropie vor, die zum Boden hin zunimmt. Verursacht wird die anisotrope Turbulenzeigenschaft durch die Scherung, die dort am größten ist, wo die stärksten Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Dabei zeigt sich, daß bei vollkommen rauen Grenzschichten, die ein flacheres Geschwindigkeitsprofil aufweisen als hydraulisch glatte Platten, die anisotropen Eigenschaften der Turbulenz mit wachsenden Bodenrauigkeiten zurücktreten. Dieser Fakt wird insbesondere für das Verhältnis der wandnormalen und in der Hauptströmungsrichtung liegenden Geschwindigkeitskomponente σ_w/σ_u sichtbar (Abb. 8 rechts). Bestätigung findet die Aussage durch die Messungen von Shafi & Antonia (1995), die anhand von Windkanalmessungen schlußfolgern, daß in vollkommen rauen Grenzschichten die Anisotropie signifikant kleiner als in hydraulisch glatten Grenzschichtströmungen ist. Eine weiterführende Diskussion folgt später im Zusammenhang mit Gl. 42 (S.48).

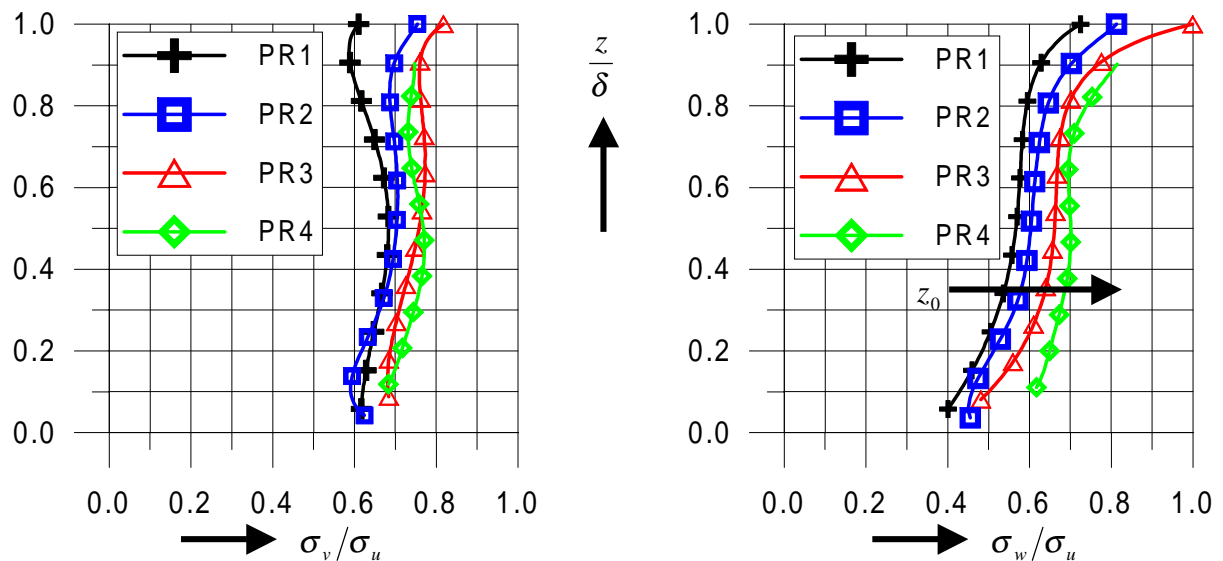


Abb. 8 – Verhältnisse der Turbulenzintensitäten: lateral zu longitudinal (links) und vertikal zu longitudinal (rechts) als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Grundlage der Verläufe sind die Approximationsfunktionen aus Abb. 7.

Anhand von Feldmessungen gibt Counihan (1975) für die Verhältnisse in Bodennähe $\sigma_v/\sigma_u = 0,75$ und $\sigma_w/\sigma_u = 0,50$ an. Aus den Windkanalergebnissen von Raupach et al. (1991) lassen sich für die Höhe von $z/\delta = 0,1$ folgende Verhältnisse ableiten: $\sigma_v/\sigma_u = 0,67 \pm 0,1$ und $\sigma_w/\sigma_u = 0,53 \pm 0,1$, die wiederum in guter Übereinstimmung mit den eigenen Ergebnissen (siehe Abb. 8) stehen.

2.3.3 Schiefeit (3. Moment)

Das 3. Moment der Verteilung von Geschwindigkeitsschwankungen, auch als Schiefe (engl. „Skewness“) bezeichnet, ist in der normierten Form wie folgt definiert:

$$Sk_i = \frac{\overline{u_i'^3}}{(\overline{u_i'^2})^{3/2}} \quad \text{Gl. 26}$$

Ist $Sk_i = 0$, so liegt eine symmetrische Verteilung vor. Für den Fall $Sk_i > 0$, spricht man von einer rechtssteilen, andernfalls von einer linkssteilen Verteilung. Im Vergleich zur Gauß'schen Normalverteilung treten in beiden zuletzt genannten Fällen Unterschiede bezüglich der Größe und Anzahl von positiven und negativen Geschwindigkeitsfluktuationen auf.

Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Geschwindigkeitsschwankungen hat große Bedeutung in Lagrange'schen Ausbreitungsmodellen. Umfangreiche Studien zeigen, daß in konvektiven atmosphärischen Grenzschichten (CBL) die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion hinsichtlich der vertikalen Geschwindigkeitskomponente schief verteilt ist (u.a. Baerentsen & Berkowicz 1984, Du et al. 1994, Anfossi et al. 1997). Inwieweit die verschieden rauhen, turbulente Windkanalgrenzschichten, die die neutral geschichtete Atmosphäre widerspiegeln, ebenfalls von der Gauß'schen Normalverteilung abweichen, soll für die drei Geschwindigkeitskomponenten nun gezeigt werden.

In der Abb. 9 ist die Schiefe der drei Geschwindigkeitskomponenten für die hydraulisch glatte Plattengrenzschicht dargestellt. Jede Zeitreihe liefert in einer Höhe exakt einen Wert für die Schiefe. Die Ergebnisse für unterschiedliche Lauflängen x sind übereinander aufgetragen und durch eine Approximationsfunktion angenähert. Die Streuung der Meßwerte ist ein Maß für den Fehler.

In der Abb. 10 und Abb. 11 (S.33) sind die Schiefeverteilungen (Approximationsfunktionen) der longitudinalen bzw. vertikalen Geschwindigkeitskomponente dargestellt. Ein signifikanter Einfluß durch die Rauigkeit ist nicht festzustellen. Auffällig sind eine starke Höhenabhängigkeit und der Vorzeichenwechsel nahe am Boden. Die negativen Werte für die Schiefe Sk_w in Bodennähe weisen auf eine linkssteile Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der vertikalen Geschwindigkeitsschwankungen hin. Verursacht wird eine derartige Verteilung dadurch, daß Fluidelemente nahe am Boden einerseits nur kleine Bewegungen zur Wand hin ausführen können, und andererseits große Freiräume in der entgegengesetzten Richtung vorfinden. Im oberen Bereich der Grenzschicht tritt der umgekehrte Fall auf, d.h. $Sk_w > 0$. Vermutlich sind „Sweeps“, durch die impulsreiches Material aus dem äußeren Bereich der Grenzschicht in das bodennahe Gebiet transportiert wird, Ursache für diesen Verlauf.

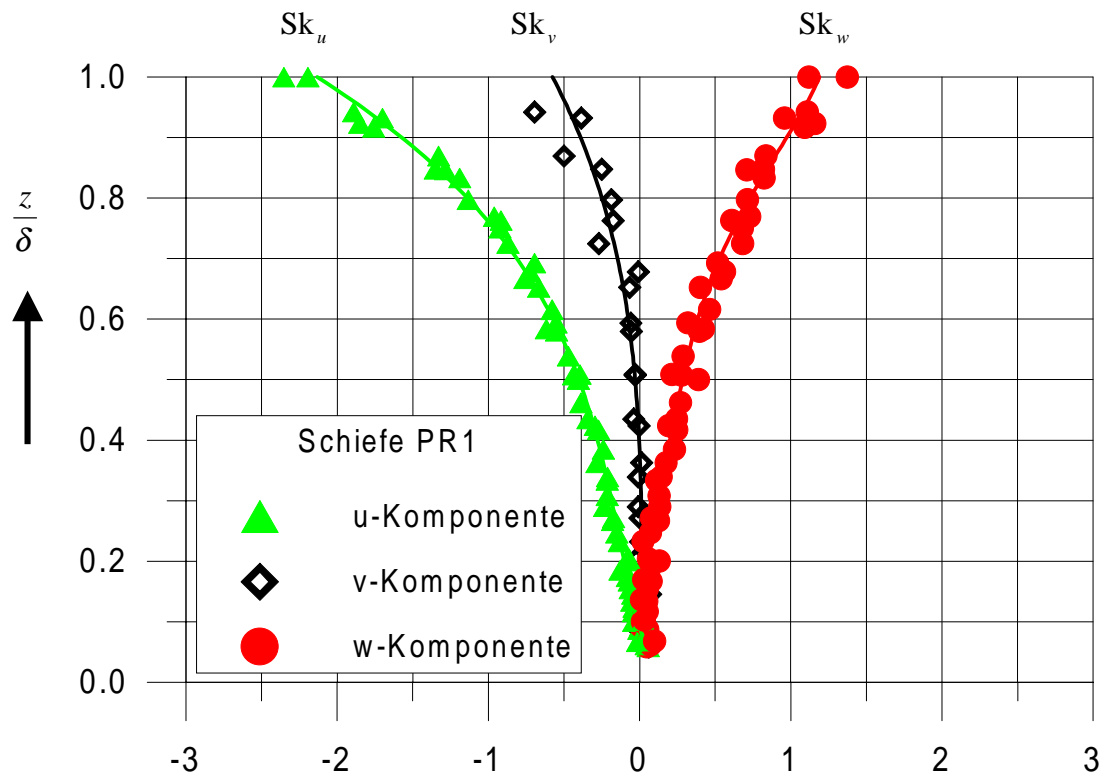


Abb. 9 – Schiefe (3. Moment) aller drei Geschwindigkeitskomponenten als Funktion der Höhe für die turbulente Grenzschicht PR1 (hydraulisch glatt).

Diese „Sweeps“ führen zu großen Amplituden in Strömungsrichtung im wandfernen Bereich, wodurch die linkssteile Verteilung von Sk_u in der Abb. 10 erklären läßt. Das Pendant zu den „Sweeps“ sind die Auswürfe von impulsschwachem Material (engl. „Ejections“) aus dem wandnahen Gebiet mit dem Ergebnis, daß $Sk_u > 0$ ist.

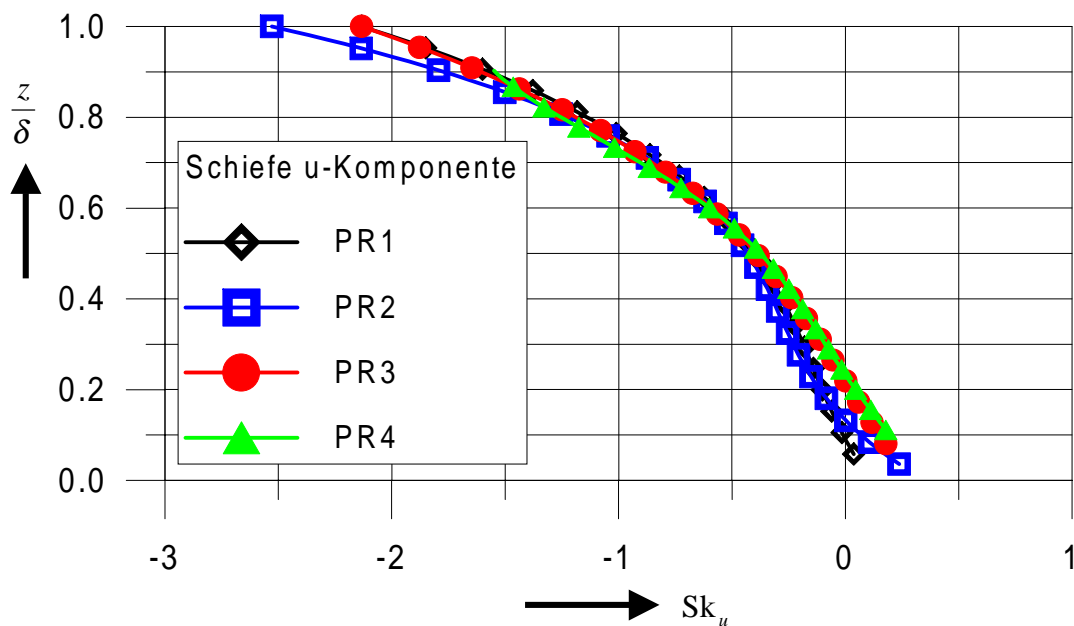


Abb. 10 – Schiefe (3. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauhen Plattengrenzschichten.

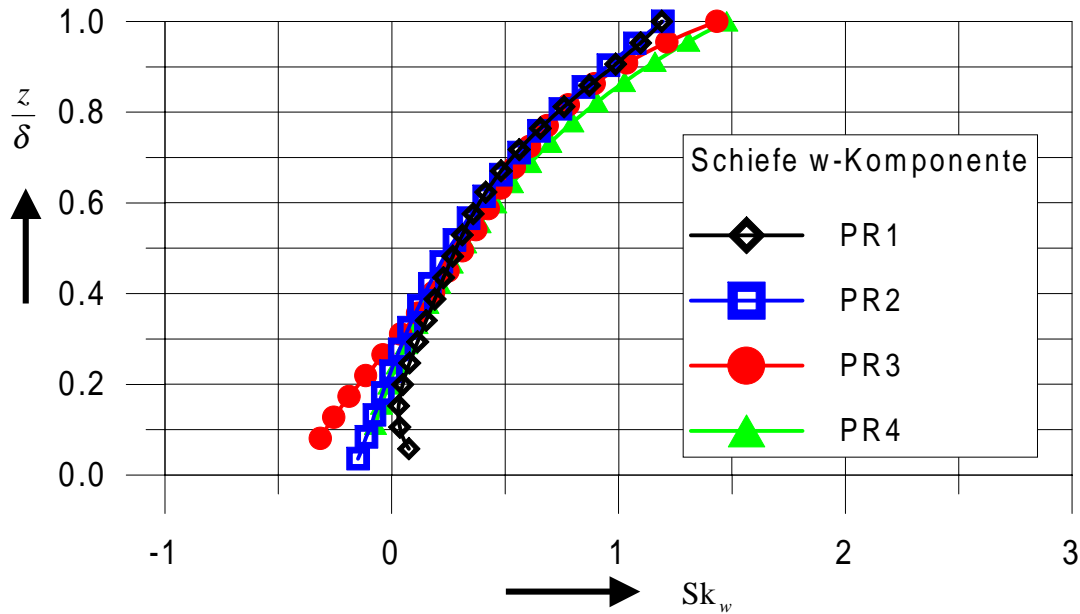


Abb. 11 – Schiefe (3. Moment) der vertikalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten.

Raupach et al. (1996) führten Messung innerhalb beziehungsweise kurz über der Rauigkeitsschicht aus. Stellten sie oberhalb der Rauigkeit verhältnismäßig kleine Werte für die Schiefe Sk_u und Sk_w fest, so waren die Werte innerhalb der Rauigkeitsschicht deutlich größer, d.h. $Sk_u \cong 0,5 \dots 1,0$ und $Sk_w = -0,5 \dots -1,0$. Als Ursache sehen die Autoren Windböen bzw. „Sweeps“, die durch kurze aber intensive Fluidbewegungen in Richtung Wand ($w' < 0$ und $u' > 0$) charakterisiert werden können.

2.3.4 Flachheit (4. Moment)

Als Exzeß, Wölbungsmaß oder auch Flachheit (engl. „Flatness“) bezeichnet man das 4. Moment der Verteilung von Geschwindigkeitsschwankungen, definiert als:

$$Fl_i = \frac{\overline{u_i'^4}}{(\overline{u_i'^2})^2} - 3 \quad \text{Gl. 27}$$

Es charakterisiert die Steilheit im Vergleich zur Gauß'schen Normalverteilung. Ist $Fl_i < 0$ so ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion flacher, und ist $Fl_i > 0$ dann liegt eine steilere Verteilungsfunktion gegenüber der Normalverteilung vor.

Die zahlreichen Ergebnisse wurden durch Approximationsfunktionen angenähert. Sind in Abb. 12 sowohl die Meßergebnisse und die angenäherte Funktion dargestellt, so zeigen die Abb. 13 und Abb. 14 nur die Approximationsfunktion. Aus Abb. 12 ist kein Unterschied zwischen dem

Wölbungsmaß für die beiden Querkomponenten zu entnehmen. Beide Komponenten weisen einen leicht positiven Wert auf. Demzufolge sind die Verteilungen steiler gewölbt als die Gauß'sche Normalverteilung.

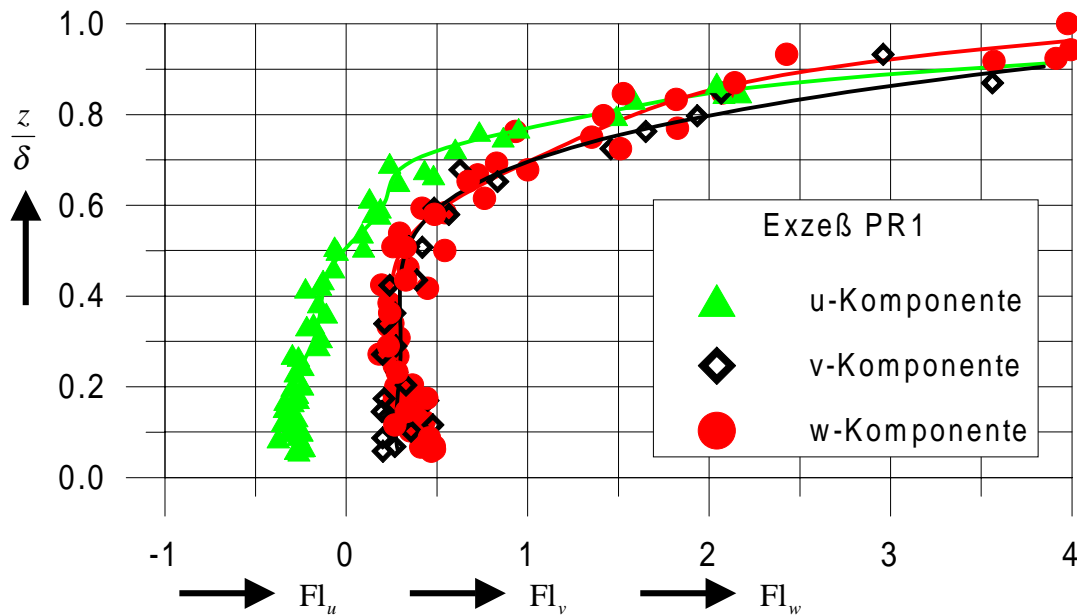


Abb. 12 – Exzeß (4. Moment) aller drei Geschwindigkeitskomponenten als Funktion der Höhe für die turbulente Grenzschicht PR1 (hydraulisch glatt).

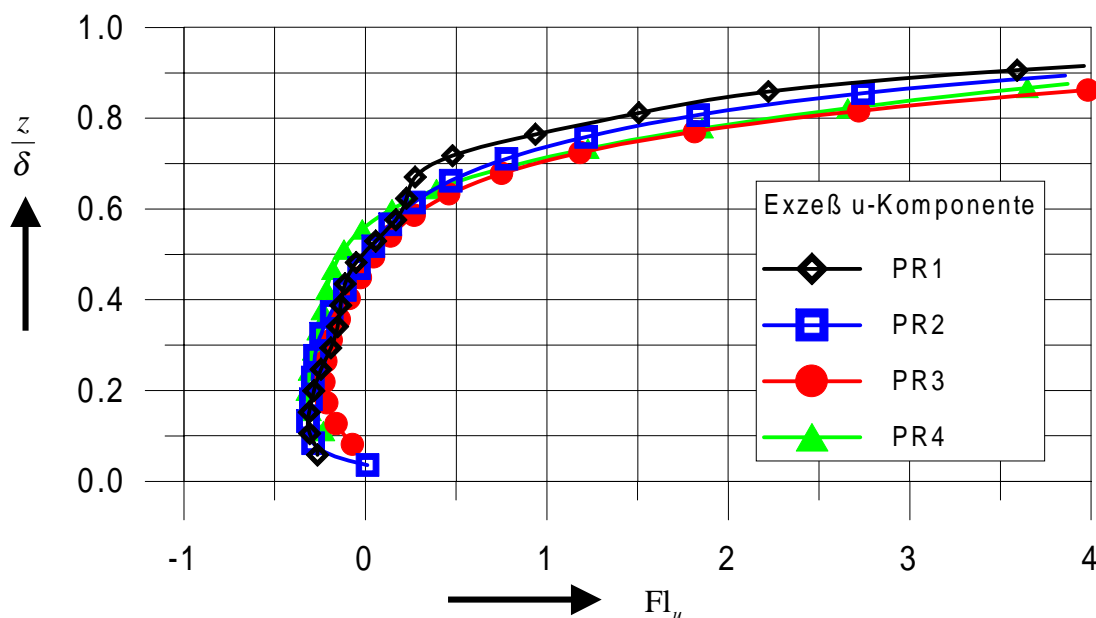


Abb. 13 – Exzeß (4. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschiedenen rauen Plattengrenzschichten.

Die Abb. 13 und Abb. 14 zeigen das Wölbungsmaß der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Die Rauigkeit besitzt demnach keinen Einfluß auf die Steilheit der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung. Daß das Wölbungsmaß im oberen Bereich der Grenzschicht sehr große

positive Werte annimmt, ist auf das intermittente Verhalten der Geschwindigkeitssignale zurückzuführen. Je näher man dem oberen Grenzschichtrand kommt, desto seltener sind Geschwindigkeitsschwankungen im Meßsignal vorzufinden. Daraus kann eine stark gewölbte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung geschlußfolgert werden.

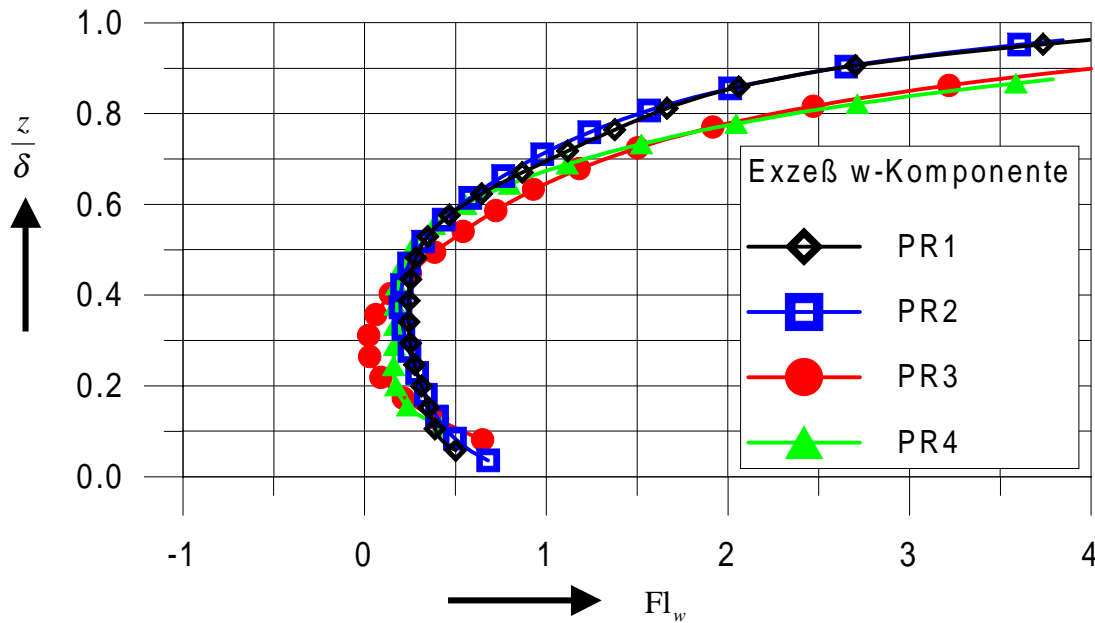


Abb. 14 – Exzeß (4. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauen Plattengrenzschichten.

2.4 Turbulente Schubspannungsverteilung

2.4.1 Theoretische Beziehungen zur Schubspannungsverteilung über der Höhe

Ein Ansatz zur Höhenverteilung der turbulenten Schubspannung innerhalb der Grenzschicht ist von Hauke (1978 und 1981, siehe auch Ihlenfeld 1981) durch Integration der Prandtl'schen Grenzschichtgleichung unter Verwendung des Impulssatzes und der Kontinuität gegeben, wobei nur die Kenntnis des mittleren Geschwindigkeitsprofils vorausgesetzt wird:

$$\frac{\tau(z)}{\tau_w} = 1 + \frac{\int_0^z \left(\frac{\bar{u}(z)}{u_\infty} \right)^2 \cdot dz - \frac{\bar{u}(z)}{u_\infty} \cdot \int_0^z \left(\frac{\bar{u}(z)}{u_\infty} \right) \cdot dz}{\int_0^\delta \frac{\bar{u}(z)}{u_\infty} \cdot \left(1 - \frac{\bar{u}(z)}{u_\infty} \right) \cdot dz} \quad \text{Gl. 28}$$

Hierbei ist u_∞ die Geschwindigkeit weit außerhalb der Grenzschicht. Aus dem Abschnitt 2.3.1 (S.20) sind einerseits der Coles-Ansatz (Gl. 16, S.23) und andererseits der Potenzansatz (Gl. 18, S.23) zur Beschreibung des mittleren Geschwindigkeitsprofils bekannt, wobei ersterer innerhalb der gesamten Grenzschicht und letzterer in weiten Bereichen der Grenzschicht gültig ist. Die

Integration des Potenzansatzes (n ist der Exponent im Potenzansatz des mittleren Geschwindigkeitsprofils) nach Gl. 28 liefert als Ergebnis

$$\frac{\tau(z)}{\tau_w} = 1 - \left(\frac{z}{\delta} \right)^{\frac{2+n}{n}} \quad \text{Gl. 29}$$

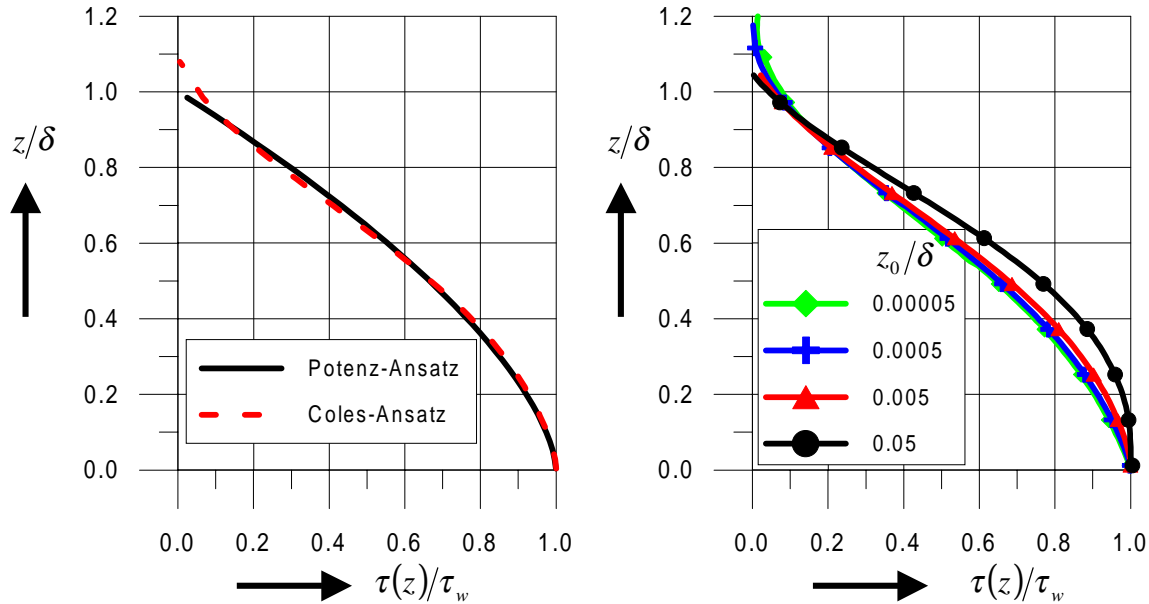


Abb. 15 – Links: Vergleich zwischen den theoretischen Schubspannungsverteilungen über der Höhe innerhalb der Grenzschicht, berechnet mit Hilfe des Potenz- und Coles-Ansatzes (am Beispiel der Rauigkeit PR4). Rechts: Theoretische Schubspannungsverteilung (Coles-Ansatz) als Funktion der Höhe und der aerodynamischen Rauigkeitslänge.

Das Resultat der numerischen Integration von Gl. 28 mittels des Coles-Ansatzes und der Verlauf von Gl. 29 sind in der Abb. 15 (links) dargestellt. Innerhalb der Grenzschicht zeigen beide Ansätze nahezu identische Verläufe. Am Grenzschichtrand schneidet der über den Potenzansatz berechnete Schubspannungsverlauf exakt die Ordinate bei $z/\delta = 1$. Wie später das Experiment noch zeigen wird, ist der mit dem Coles-Ansatz ermittelte Schubspannungsverlauf realistischer. Dieser schneidet erst oberhalb vom Grenzschichtrand die Ordinate, wenn in Gl. 28 exakt darauf geachtet wird, die Geschwindigkeit der ungestörten Grundströmung u_∞ und nicht die Geschwindigkeit am Grenzschichtrand $u_\delta = 99\% \cdot u_\infty$ zu verwenden.

Auf der rechten Seite der Abb. 15 wird neben der Abhängigkeit von der Höhe weiterhin der Einfluß der Rauigkeitslänge auf die theoretische Schubspannungsverteilung (Coles-Ansatz) gezeigt. Innerhalb der im Experiment modellierten Rauigkeiten, das heißt für $z_0/\delta = 5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$, ist kein signifikanter Unterschied feststellbar. Erst das theoretische Rauigkeitsverhältnis von $z_0/\delta = 5 \cdot 10^{-2}$ unterscheidet sich von den anderen Schubspannungsverläufen. Ferner ist der Abb. 15 zu entnehmen, daß mit größer werdender Rauigkeitslänge der Bereich scheinbar konstanter Schubspannung in Bodennähe anwächst.

2.4.2 Theoretische Beziehung zum örtlichen Reibungsbeiwert

Der örtliche Reibungsbeiwert c_f ist die dimensionslose Darstellung der Wandschubspannung τ_w am Ort x , bezogen auf den mit der Geschwindigkeit der ungestörten Außenströmung u_∞ gebildeten Staudruck, gleichbedeutend mit der Abhängigkeit von c_f vom Verhältnis der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* zur Außenströmungsgeschwindigkeit u_∞ :

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2} = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{u_\infty} \right)^2 \quad \text{Gl. 30}$$

Mit Hilfe des Coles-Ansatzes (Gl. 16, S.23) läßt sich eine Beziehung zwischen dem Reibungsbeiwert c_f und der Rauigkeitslänge z_0 herleiten. Das Verhältnis der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* zur Grenzschichttrandgeschwindigkeit u_δ folgt aus dem Coles-Ansatz (Kármán-Konstante ist $\kappa = 0,4$ und der Parameter des Coles-Profiles für eine Gleichdruckgrenzschicht lautet $\Pi = 0,55$):

$$\frac{u_*}{u_\delta} = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{\delta}{z_0}\right) + 2 \cdot \Pi} \quad \text{Gl. 31}$$

Mit Gl. 30 und Gl. 31 ergibt sich für den Reibungsbeiwert eine Beziehung (Gl. 32) in Abhängigkeit der Rauigkeitslänge z_0 :

$$c_f = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{u_\infty} \right)^2 = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{1,01 \cdot u_\delta} \right)^2 = 2 \cdot \left(\frac{\kappa}{1,01 \cdot (\ln(\delta/z_0) + 2 \cdot \Pi)} \right)^2 \quad \text{Gl. 32}$$

Analog läßt sich eine Beziehung zwischen dem Reibungsbeiwert c_f und der Rauigkeitslänge z_0 aus dem logarithmischen Wandgesetz (Gl. 13, S.21) herleiten:

$$c_f = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{u_\infty} \right)^2 = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{1,01 \cdot u_\delta} \right)^2 = 2 \cdot \left(\frac{\kappa}{1,01 \cdot \ln(\delta/z_0)} \right)^2 \quad \text{Gl. 33}$$

2.4.3 Experimentelle Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* läßt sich in Grenzschichtströmungen an ebenen glatten Platten mit Hilfe verschiedener Methoden bestimmen. Das einfachste Verfahren ist wohl die Approximation mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes (Gl. 12, S.21) innerhalb der Prandtl-Schicht, die auch als Schicht konstanter Schubspannung bezeichnet wird. Voraussetzung dafür ist das Vorhandensein eines gemessenen Geschwindigkeitsprofils.

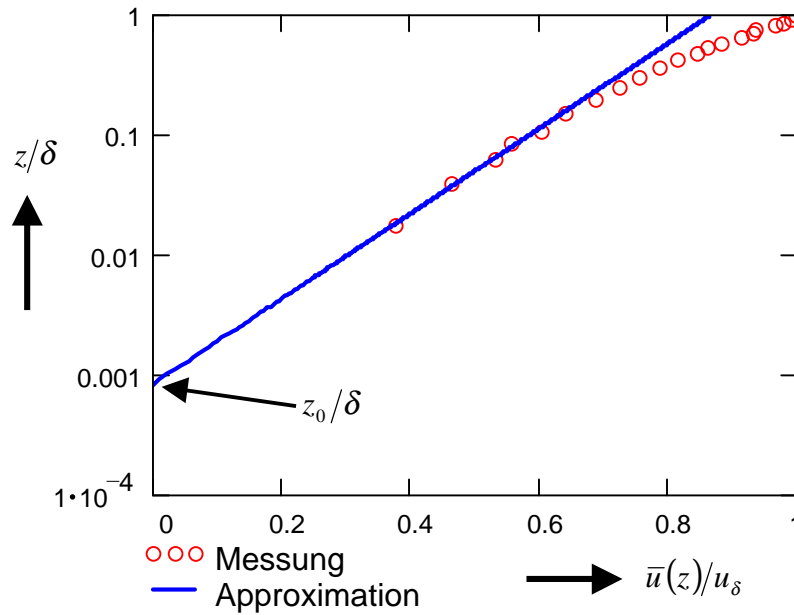


Abb. 16 – Mittleres Geschwindigkeitsprofil in halb-logarithmischer Darstellung zur Bestimmung der aerodynamischen Rauigkeitslänge und der Wandschubspannungsgeschwindigkeit (Beispiel)

Trägt man die normierte Höhenkoordinate logarithmisch an der Ordinate und die normierte Geschwindigkeit linear an der Abszisse auf (vergleiche Abb. 16), so kann die Rauigkeitslänge direkt an der Ordinate abgelesen werden. Sie ist der Schnittpunkt einer verlängerten Gerade der Meßpunkte, die innerhalb der Prandtl-Schicht liegen, mit der y -Achse. Der Anstieg der Gerade ist proportional der Schubspannungsgeschwindigkeit. Letztere Methode ist auch als Clauser-Plot bekannt. Die Fehlerbandbreite zur Bestimmung der Rauigkeitslänge und der Schubspannungsgeschwindigkeit wird durch die Qualität und die Anzahl der Meßwerte innerhalb der Prandtl-Schicht geprägt. Die Meßwerte sowohl innerhalb der Rauigkeitsschicht als auch am oberen Rand der Prandtl-Schicht sind vor der Approximation (Minimale-Fehlerquadrat-Methode) auf „Ausreißer“ zu prüfen.

Weiterhin wird zur Bestimmung der Wandschubspannung neben pneumatischen Sonden, wie das Preston-Rohr, die Hitzdrahtanemometrie eingesetzt. Man unterteilt hier in zwei Verfahren. Einerseits wird der Geschwindigkeitsgradient in der laminaren Unterschicht bestimmt, wobei sich durch den Newtonschen Ansatz

$$\tau_w = \rho \cdot \nu \cdot \frac{d\bar{u}}{dz} \quad \text{Gl. 34}$$

die Wandschubspannung τ_w berechnen läßt (Dichte ρ , kinematische Zähigkeit ν). Andererseits überwiegt in turbulenten Grenzschichten außerhalb der laminaren Unterschicht die turbulente Zähigkeit gegenüber der molekularen Viskosität, so daß die Schubspannungsgeschwindigkeit durch die Kreuzkorrelation der turbulenten Schwankungen u' und w' (in Hauptströmungsrichtung liegende

und wandnormale Geschwindigkeitskomponente) beschrieben wird (Einsatz von X-Sonden). Die Beziehung ist innerhalb des logarithmischen Wandgesetzes (konstante Wandschubspannung) gültig:

$$u_* = \sqrt{|u'w'|} \quad \text{für } \tau_w = \text{const} \quad \text{Gl. 35}$$

In aerodynamisch vollrauen turbulenten Plattengrenzschichten bleiben von den oben aufgeführten Methoden zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* lediglich der Clauser-Plot und das zuletzt genannte Verfahren mit Hilfe von X-Sonden übrig, was im weiteren als Schubspannungsgeschwindigkeit aus der uw -Korrelation bezeichnet wird (Vergleich im Abschnitt 2.4.4.2, S.40ff.). Die anderen Verfahren versagen, da die Rauigkeiten am Boden soweit in die Grenzschicht hinein reichen, daß sich keine laminare Unterschicht ausbilden kann.

2.4.4 Experimentelle Ergebnisse für verschiedene Rauigkeiten

2.4.4.1 Örtlicher Reibungsbeiwert

In der Abb. 17 ist der theoretische Verlauf des örtlichen Reibungsbeiwertes c_f im Vergleich mit den Ergebnissen aus dem Experiment (u_* aus Clauser-Plot) für die verschiedenen rauhen Grenzschichtströmungen dargestellt.

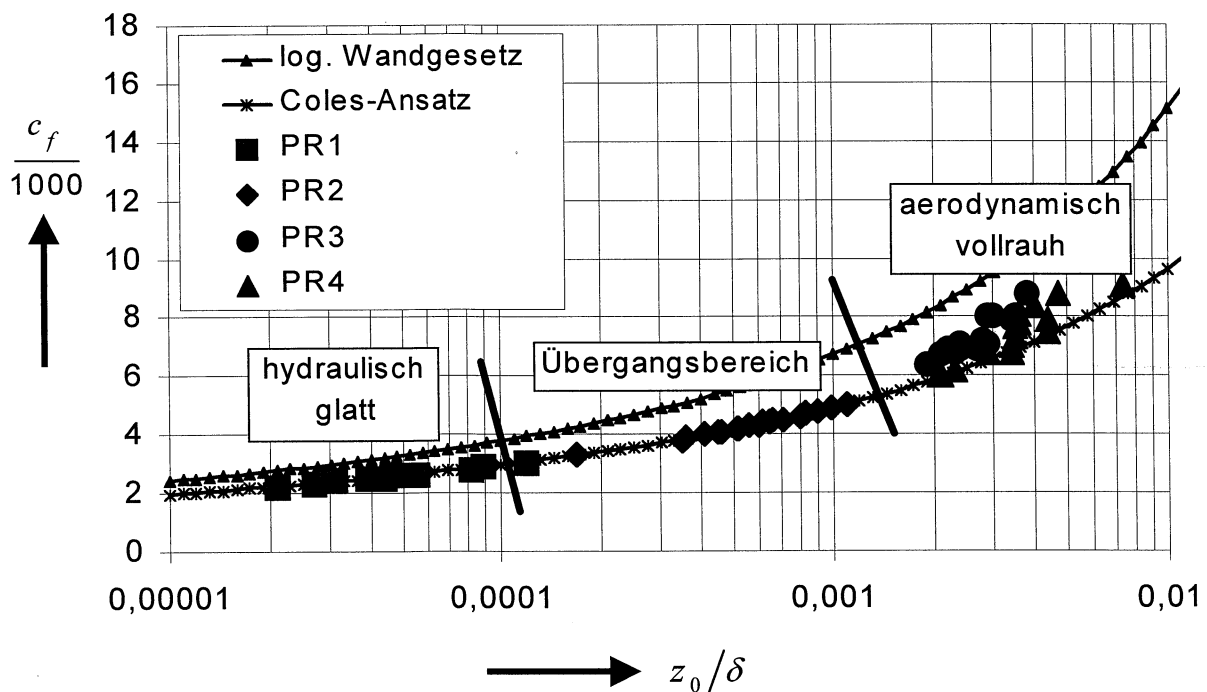


Abb. 17 – Reibungsbeiwert in Abhängigkeit der Rauigkeitslänge. Neben der theoretischen Beziehung sind die Ergebnisse für die verschieden rauhen Grenzschichten aufgetragen. Ferner ist die Unterteilung entsprechend der die Rauigkeit charakterisierenden Reynolds-Zahl für die Größen im Experiment eingezeichnet.

Die unterschiedlichen Werte des örtlichen Reibungsbeiwertes für eine Rauigkeit sind das Ergebnis der Auswertung von Grenzschichtprofilen für verschiedene Lauflängen und damit unterschiedliche Grenzschichtdicken und für unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten. Selbstverständlich liegen die Meßwerte näher an dem mit dem Coles-Ansatz bestimmten theoretischen Verlauf (Gl. 32, S.37) im Vergleich zu der theoretischen Kurve (Gl. 33, S.37), die aus dem logarithmischen Wandgesetz resultiert. Mit Beziehung auf Abschnitt 2.3.1 (S.20ff.) sei angemerkt, daß letzteres Gesetz nur innerhalb der Prandtl-Schicht gültig ist (unterschätzt die Geschwindigkeit der ungestörten Grundströmung – siehe Abb. 4, S.22) im Gegensatz zum Coles-Ansatz, der innerhalb der gesamten Grenzschicht Gültigkeit besitzt. In Ihlenfeld (1979) sind weitere Ansätze von Counihan, Pasquill und Prandtl zitiert.

Die Abb. 17 zeigt ferner den experimentell abgedeckten Bereich von $z_0/\delta \approx 5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$. Die Rauigkeiten PR4 und PR3 – letztere ist eine maßstäbliche Verdopplung der ersteren – unterscheiden sich in dieser Darstellung kaum voneinander.

2.4.4.2 Turbulente Schubspannungsverteilung

Eine in der Literatur häufig anzutreffende Darstellung der Schubspannung ist in der Abb. 18 (links) gezeigt. Weisen die Höhenverteilungen der Turbulenzintensitäten eine starke Abhängigkeit von der Rauigkeitslänge z_0 auf, so ist erwartungsgemäß dieser Einfluß im Verlauf des Korrelationskoeffizienten

$$\frac{|\overline{u'w'}|}{\sigma_u \cdot \sigma_w} = f\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad \text{Gl. 36}$$

wiederzufinden. Für die hydraulisch glatte Platte (Rauigkeit PR1) ist der Wert für den Korrelationskoeffizient näherungsweise konstant,

$$\frac{|\overline{u'w'}|}{\sigma_u \cdot \sigma_w} \cong 0,45 \quad \text{für} \quad \frac{z_0}{\delta} < 10^{-4} \quad \text{Gl. 37}$$

zwischen dem unteren Grenzschichtrand und bis etwa $z/\delta = 80\%$. Für die aerodynamisch vollrauen Grenzschichtströmungen (Rauigkeit PR3 und PR4) fällt der Wert entsprechend kleiner aus

$$\frac{|\overline{u'w'}|}{\sigma_u \cdot \sigma_w} \cong 0,36 \quad \text{für} \quad \frac{z_0}{\delta} \approx 10^{-3}, \quad \text{Gl. 38}$$

er zeigt (Abb. 18) eine recht gute Übereinstimmung mit dem Wert von Kaimal & Finnigan (1994, S.20), die 0,35 für dasselbe Verhältnis angeben. Der Wert für den Übergangsbereich von hydraulisch glatter zur aerodynamisch vollrauen Grenzschicht (Rauhigkeit PR2) ordnet sich dazwischen ein. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß mit wachsender Rauigkeit der Korrelationskoeffizient kleiner wird.

Zusätzlich wird die Normierung der Schubspannung auf die Grenzschichttrandgeschwindigkeit

$$\frac{\overline{u' \cdot w'}}{u_\delta^2} = f\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad \text{Gl. 39}$$

mit der Rauigkeitslänge z_0 als Parameter in Abb. 18 (rechts) dargestellt. Wie zu erwarten (anhand Abb. 17), zeigt sich für die normierte Größe ein logarithmischer Zusammenhang zur Rauigkeitslänge. Die aerodynamischen Rauigkeitslängen der vermessenen Rauigkeiten unterscheiden sich um jeweils eine Zehnerpotenz (vergleiche Tabelle 2, S.24).

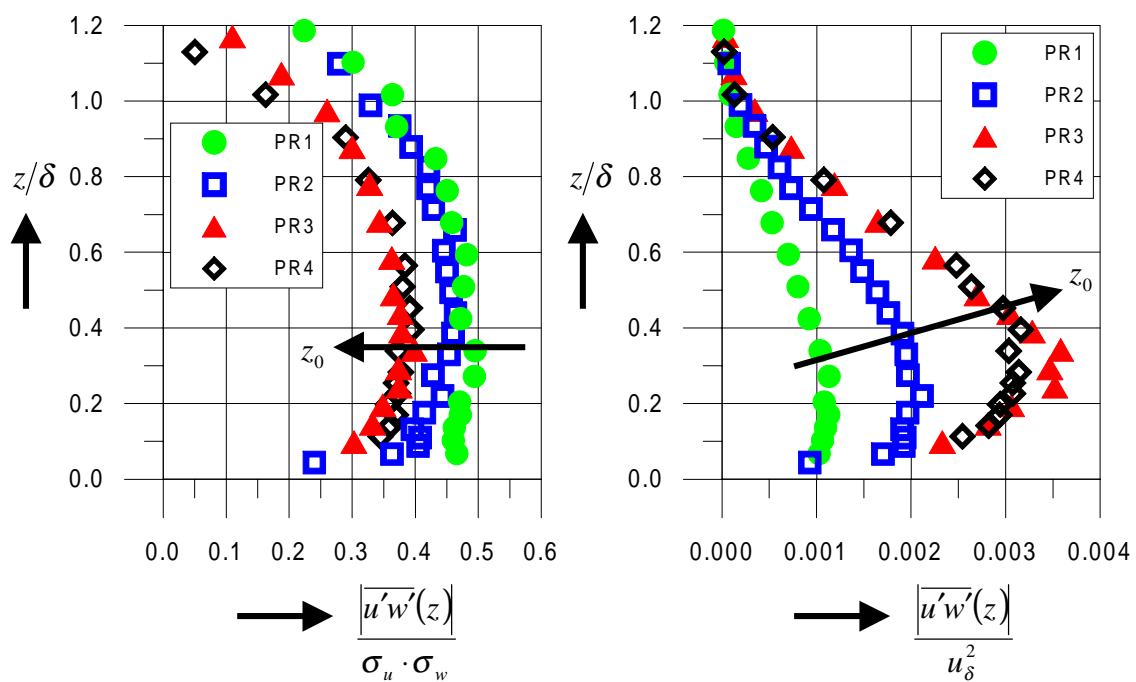


Abb. 18 – Meßwerte der Schubspannung als Funktion der Grenzschichthöhe normiert mit den RMS-Werten der Geschwindigkeitsschwankungen (links) und mit der Grenzschichttrandgeschwindigkeit (rechts)

In der Abb. 19 sind die Verteilungen der Schubspannung über der Grenzschichthöhe dargestellt, wobei die Abszisse der linken Abbildung auf das Maximum im bodennahen Bereich (häufig anzutreffende Normierung) und die Abszisse der rechten Abbildung auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* (ermittelt aus Clauser-Plot) normiert ist. Wie die rechte Abbildung zeigt, verlaufen die Kurven insbesondere im oberen Bereich der Grenzschicht deckungsgleich. Der theoretische Verlauf nach Abb. 15 (rechts, S.36), der in dem experimentell abgedeckten Bereich der

Rauhigkeiten nahezu unabhängig von der Rauhigkeitslänge ist, wird durch das Experiment bestätigt. Unterschiede treten nur in Wandnähe auf. Bei genauerer Betrachtung ist zu erkennen, daß mit zunehmender aerodynamischer Rauhigkeitslänge die gemessenen Werte für die Schubspannung sich eher vom theoretischen Verlauf unterscheiden und zum Boden hin sogar kleiner werden, oder anders ausgedrückt, die Werte für die hydraulisch glatte Platte folgen der Theorie am besten. Eine Ausnahme stellt die Rauhigkeit PR3 dar, die aber aufgrund ihrer Größenverhältnisse (Höhe der Rauhigkeiten zur Höhe der Prandtl-Schicht) ohnehin besonders zu behandeln ist.

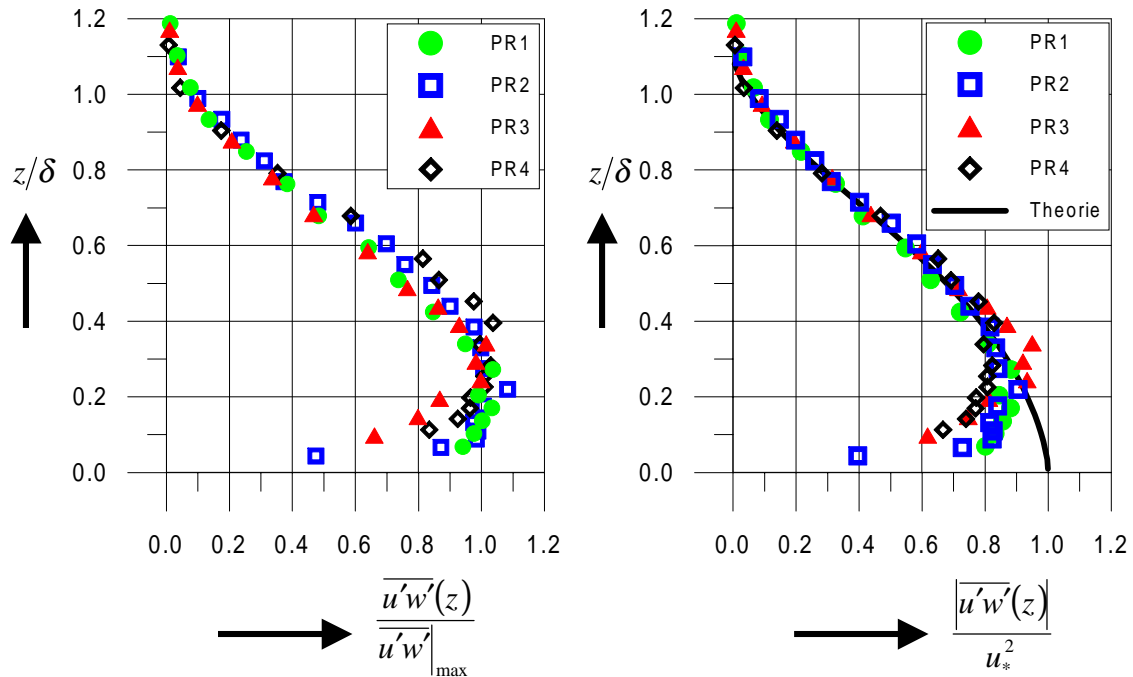


Abb. 19 – Schubspannung als Funktion der Grenzschichthöhe normiert mit dem Maximalwert (links) bzw. mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit (rechts). Die theoretische Kurve nach Gl. 28 wurde für eine aerodynamische Rauhigkeitslänge im Bereich von $z_0/\delta = 5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$ berechnet.

Beide Darstellungen in Abb. 19 lassen näherungsweise erkennen, daß oberhalb der Rauhigkeiten bis in eine Höhe von knapp $z/\delta = 40\%$ die Schubspannungsverteilungen konstant sind. Ferner liefert eine angenommene Mittelung der Schubspannungen in diesem Bereich einen zu kleinen Wert für die Wandschubspannung gegenüber der ermittelten Größe aus dem Clauser-Plot (siehe Abb. 19 links). Der Mittelwert beträgt lediglich 80% bis 90% der tatsächlichen Wandschubspannung (vergleiche Abb. 19 rechts). Das heißt, daß die Korrelationsmessung $\overline{u'w'}$ zur Bestimmung der Wandschubspannung τ_w in Grenzschichten ungeeignet ist. Es stellt sich die Frage, warum weichen die Verläufe der Schubspannung von der theoretischen Kurve im unteren Teil der Grenzschicht ab? Diese Frage wurde bereits von Raupach et al. (1991) und Perry et al. (1987) aufgeworfen. Die Autoren machen zwei Ursachen dafür verantwortlich. Einerseits tritt bei der Hitzdrahtmessung eine Verfälschung durch die beschränkte Richtungsempfindlichkeit der X-Sonden in bezug auf die Anströmrichtung auf. Dieser Einfluß kann ausgeschlossen werden, da die eigenen Untersuchungen

zeigten, daß beispielsweise für die Rauigkeit PR2 (Übergangsrauigkeit) in einer Höhe von 5% der Grenzschichtdicke von 200.000 Meßwerten weniger als zehnmal eine Winkelbereichsüberschreitung stattfand. Andererseits werden in Bodennähe die Messungen mit X-Sonden durch den Turbulenzeinfluß der zweiten, nicht gemessenen Querkomponente verfälscht (siehe Anhang 6.2, S.A6). Zusammenfassend zum zweiten Effekt sei erwähnt, daß nur bei sehr großen Turbulenzintensitäten, das heißt unmittelbar über dem Boden, eine Verfälschung anzutreffen ist.

Daß die Abweichungen zwischen dem experimentellen und theoretischen Verlauf der Schubspannung in Bodennähe vermutlich unabhängig von der Meßtechnik sind (alle bisherigen Ergebnisse wurden mit der HDA durchgeführt), werden durch die LDA-Messungen von Djenidi et al. (1994) bewiesen. Dort zeigt sich über einer rauhen Grenzschichtströmung (d-Typ) derselbe qualitative Abfall im wandnahen Bereich. Auch die LDA- und HDA-Meßergebnisse von Compton & Eaton (1996) demonstrieren dasselbe Verhalten, wobei zwischen den Resultaten beider Meßsysteme kein Unterschied besteht.

Ferner könnte der Verdacht aufkommen, daß die Rauigkeitselemente die Korrelation $\overline{u'w'}$ oberhalb der Rauigkeiten beeinflussen. Dem muß jedoch widersprochen werden, da einerseits die hydraulisch glatte Platte (PR1) diesen qualitativen Verlauf in Bodennähe ebenso aufweist, wie die anderen Rauigkeiten (PR2 bis PR4). Andererseits zeigen Messungen von Raupach et al. (1996), daß eine Beeinflussung der Korrelation $\overline{u'w'}$ nur im Bereich der Rauigkeitshöhe k auftritt. Exakt ab der Oberkante der Rauigkeit ($z \geq k$) verschwindet der Einfluß auf die Korrelation (siehe Abb. 1a-e auf S.354 in Raupach et al. 1996).

Eine ganz andere als bisher in der Literatur dargestellte Ursache für die Abweichung der $\overline{u'w'}$ -Korrelation unterhalb von 40% der Grenzschichtdicke resultiert aus den Untersuchungen des nächsten Abschnittes.

2.4.5 Ebene maximaler Korrelation

Eine bildhafte Vorstellung von turbulenten Strukturen in Grenzschichten gibt Townsend (1970, aus Townsend 1976, S.120, Bild 4.11). Auf der Suche nach kohärenten Strukturen in turbulenten Grenzschichten führten Brown & Thomas (1977) Kreuzkorrelationen der u -Komponenten von zwei Geschwindigkeitssonden durch, wobei eine fest an der Wand angebracht und die andere in verschiedenen Höhen in Längsrichtung variiert wurde (oberer Teil der Abb. 20). Sie fanden für die hydraulisch glatte Platte heraus, daß die maximale Korrelation für $\overline{u_1'u_2'}(z)$ entlang einer Linie in der

x, z -Ebene erscheint, die scheinbar um einen Winkel von 18 Grad bezüglich der Horizontalen geneigt ist. Das heißt, es existieren großräumige Strukturen, die sich auf dieser Ebene vorwärts bewegen. Vergleichbare Messungen in rauen Grenzschichten führten Bessem & Stevens (1984) und Osaka et al. (1984, aus Raupach et al. 1991) aus und kamen zu einem ähnlichen Ergebnis wie Brown & Thomas. Den Winkel für die Ebene maximaler Korrelation gaben sie mit 20 Grad an.

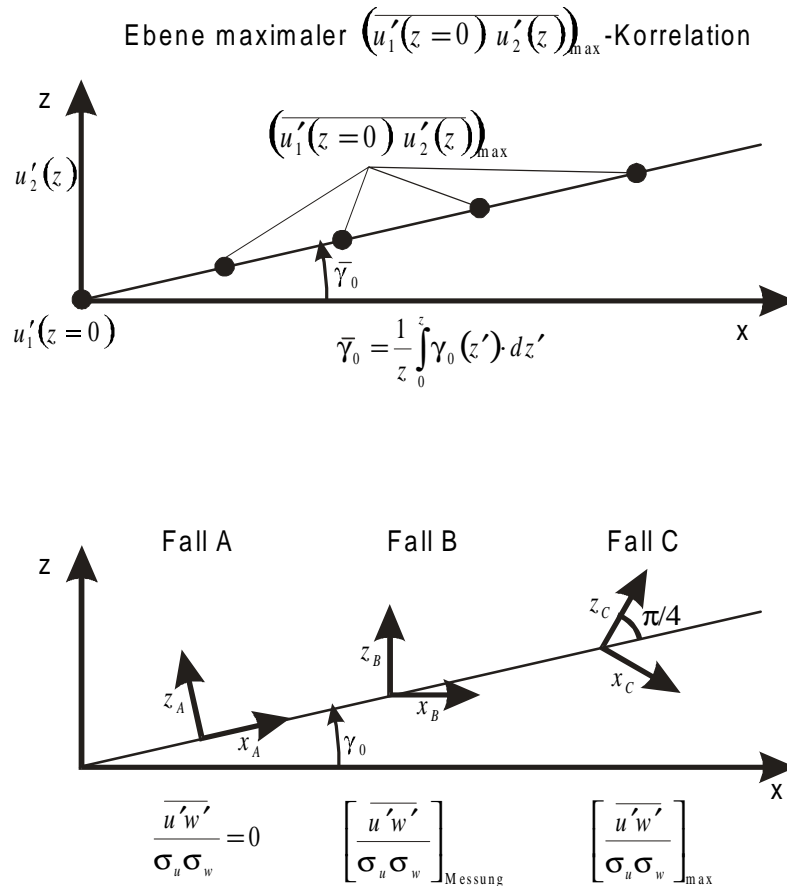


Abb. 20 – oben: Skizze zur Veranschaulichung der Messungen von Bessem & Stevens (1984) und Brown & Thomas (1977);
unten: charakteristische Werte der uw -Korrelation mit nur einer Sonde

Ein gleichartiges Resultat kann mit einer Geschwindigkeitssonde aus der uw -Korrelation gefunden werden. Der untere Teil der Abb. 20 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Der Fall B charakterisiert den normalen Zustand, wenn das Koordinatensystem einer X-Sonde mit dem der Grundströmung übereinstimmt. In diesem Fall erhält man den bekannten Höhenverlauf der Korrelation $\overline{u'w'}(z)$. Eine Verdrehung des sondenfesten Koordinatensystems (X-Sonde) gegenüber dem ortsfesten Koordinatensystem der Grenzschicht wird mit dem Winkel γ bezeichnet. Gedanklich ist der Fall A vorstellbar, daß durch eine Verdrehung um den Winkel γ_0 die uw -Korrelation (Schubspannung) verschwinden muß. In der technischen Mechanik wird dieses Verfahren bei der Suche nach der Hauptspannungsebene (maximale Normalspannungen, verschwindende Schubspannung) unter dem Begriff Mohrscher Spannungskreis gelehrt (vergleiche u.a. Szabo 1960, S.140). Im Gegensatz

zum Fall B wird die uw -Korrelation maximal, wenn die Sonde um $\gamma_0 - 45\text{Grad}$ verdreht wird (Fall C). Der Neigungswinkel γ_0 steht in einem engen Zusammenhang mit dem Wert von Brown & Thomas, da die maximalen Korrelationen von $\overline{u'_1 u'_2}(z)$ nur auf der Hauptspannungsebene vorzufinden sind.

Liegen Zeitreihen der Geschwindigkeitsmessung mit einer X-Sonde vor (entweder die Geschwindigkeitskomponenten einzeln oder die Momentanwerte des Strömungswinkels und des Geschwindigkeitsbetrags), kann die Drehung um einen beliebigen Winkel γ simuliert werden. Dadurch kann in jeder Höhe z der Neigungswinkel $\gamma_0(z)$ der Hauptspannungsebene bestimmt werden, bei dem die uw -Korrelation verschwindet. Dieser Winkel unterscheidet sich jedoch leicht von dem Winkel der Kreuzkorrelationsmessung $\overline{u'_1 u'_2}(z)$ von Brown & Thomas und den anderen Autoren. Und zwar ist der letztere ein integraler Mittelwert über der Höhe z des Winkels $\gamma_0(z)$ und wird im weiteren mit $\bar{\gamma}_0$ bezeichnet.

Das Resultat der Suche, den Neigungswinkel $\gamma_0(z)$ aus den mittleren Strömungsgrößen zu bestimmen, wird als mathematische Herleitung im Anhang 6.1 (S.A1) gegeben. Als Ergebnis erhält man die Gl. 40 und Gl. 41. Die uw -Korrelation ist eine Funktion des Drehwinkels γ und des Winkels γ_0 :

$$\overline{u'w'}(\gamma) = \left(1 - \frac{\tan(2\gamma)}{\tan(2\gamma_0)}\right) \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0} \cdot \cos(2\gamma) \quad \text{Gl. 40}$$

Der Neigungswinkel γ_0 der „Hauptspannungsebene“, in der die uw -Korrelation verschwindet beziehungsweise die Kreuzkorrelation zwischen den u -Komponenten analog der Messung von Brown & Thomas maximal wird, kann durch die folgende einfache Beziehung beschrieben werden:

$$\tan(2\gamma_0) = \frac{2 \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0}}{\sigma_{w,\gamma=0}^2 - \sigma_{u,\gamma=0}^2} \quad \text{Gl. 41}$$

Die letzte Gleichung verknüpft die gemessenen Mittelwerte der $\overline{u'w'}(z)$ - Korrelation (Schubspannungen) sowie die Standardabweichungen der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen σ_u und σ_w in x - und z -Richtung (Normalspannungen) mit dem Neigungswinkel γ_0 der Hauptspannungsebene.

Die Abb. 21 zeigt den Verlauf der Gl. 40, ergänzt um die im unteren Teil der Abb. 20 angegebenen Sonderfälle für die uw -Korrelation. Wichtig ist in der Abb. 21 der Fall A, bei dem die uw -Korrelation

(Schubspannung) verschwindet, da anhand des Schnittpunkts mit der Abszisse der Neigungswinkel γ_0 der „Hauptspannungsebene“ direkt abgelesen werden kann. In der Abb. 22 werden die Ergebnisse für den Winkel γ_0 als Funktion der Höhe gezeigt.

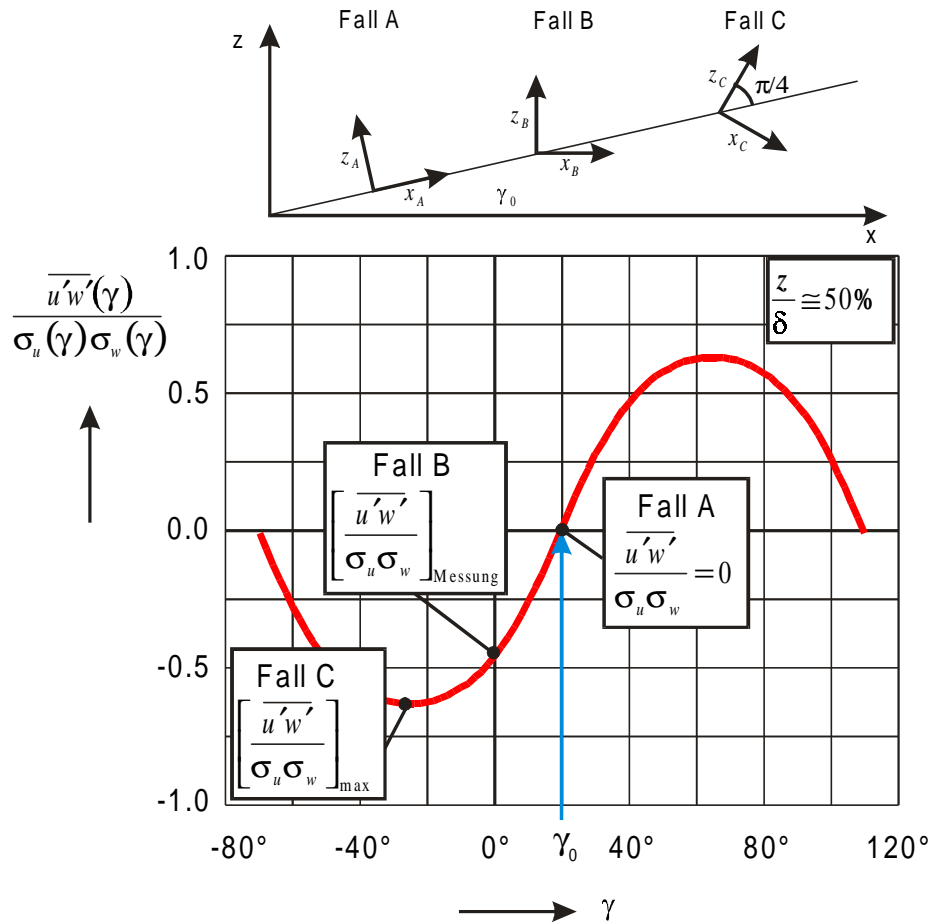


Abb. 21 – Korrelationskoeffizient der uw -Korrelation als Funktion des Neigungswinkels am Beispiel der Rauigkeit PR2 im mittleren Bereich der Grenzschicht

In der Abb. 22 ist deutlich eine Höhenabhängigkeit zu erkennen. Am Boden ist der Winkel scheinbar 0, dann steigt er langsam auf einen konstanten Wert im mittleren Teil der Grenzschicht (zwischen 40% bis 80%) an und nimmt oberhalb von 80% der Grenzschichtdicke weiter zu. Den Messungen bei verschiedenen Rauigkeiten ist zu entnehmen, daß größere Rauigkeiten auch größere Winkel besitzen.

Aus den Werten von $\gamma_0(z)$ kann ferner ein vergleichbarer Wert gegenüber den Messungen aus der Literatur (Brown & Thomas 1977; Bessem & Stevens 1984) bestimmt werden. In der Abb. 23 sind die Verläufe für verschiedene Rauigkeiten mit den Ergebnissen aus der Literatur verglichen. Nahe am Boden weichen die experimentellen Resultate von Bessem & Stevens, die eine raue Grenzschicht untersuchten, leicht ab. Die Ursache liegt vermutlich in dem Einfluß der Versatzhöhe d_0

bei der integralen Mittelung über der Höhe z . Die Autoren positionierten ihre untere, feste Sonde auf einem Rauheitselement. Ferner äußern sich die Autoren zum Meßfehler ihrer Methode. Verursacht wird dieser durch die sinkenden Werte bzw. flacheren Verläufe der räumlichen Kreuzkorrelationsfunktionen bei größer werdendem räumlichen Abstand der Sonden. Mit wachsender Höhe wird die räumliche Distanz der Sonden größer, bei der die maximale Korrelation auftritt. Damit steigt der Meßfehler mit größer werdender Höhe stark an, so daß er in einer Höhe von $z_0/\delta = 75\%$ etwa $\pm 20\%$ beträgt. Die hier vorgestellte Methode nach Gl. 41 weist keinen derartigen von der Höhe abhängigen Fehler auf. Die Qualität der Meßwerte liegt hierbei in der gleichen Größenordnung wie die Qualität der statistischen Mittelwerte der Eingangsgrößen.

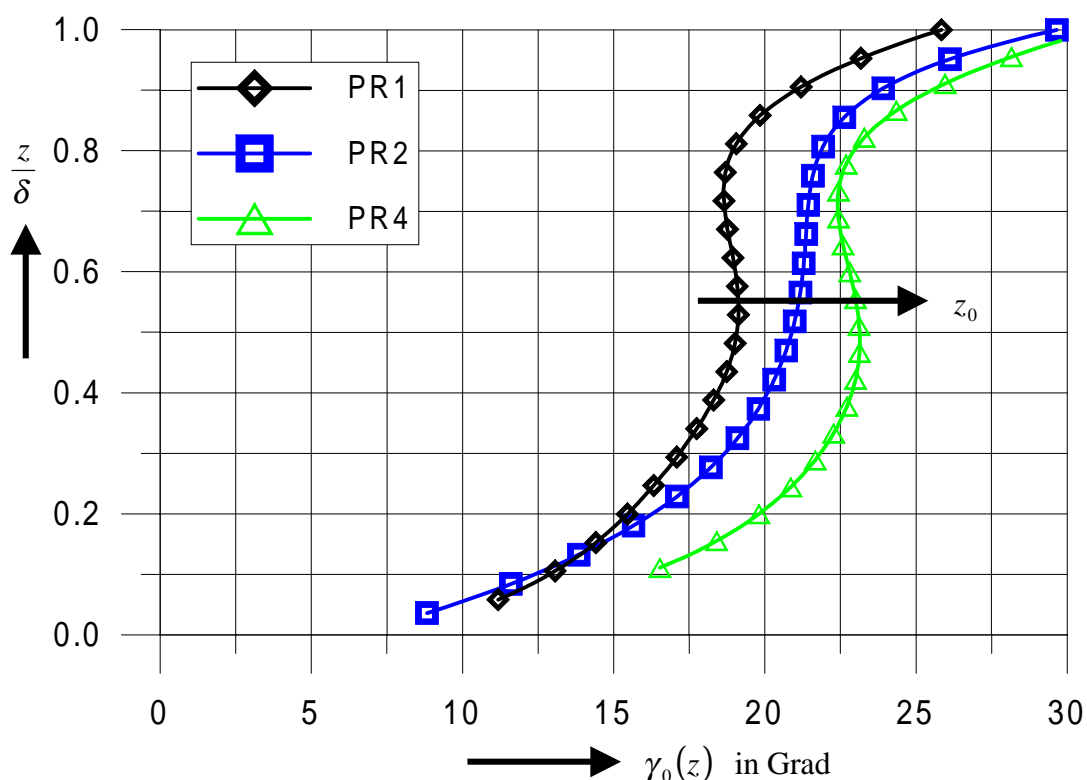


Abb. 22 – Neigungswinkel der Hauptspannungsebene als Funktion der Höhe

Auch in der Abb. 23 zeigt sich eine Abhängigkeit von der Rauigkeit. Die Kurven verlaufen mit größer werdender Rauigkeit steiler. Die Verläufe repräsentieren, wenngleich leicht maßstäblich verzerrt, den Weg in der jeweiligen unterschiedlich rauhen Grenzschicht, auf dem sich kohärente Strukturen stromabwärts von der Wand weg bewegen. Der Weg ist flacher für hydraulisch glatte und steiler für aerodynamisch vollraue Grenzschichten. Damit kann die These abgeleitet werden, daß man kohärente Strukturen häufiger in vollrauen als in hydraulisch glatten Grenzschichten begegnet. Als charakteristische großräumige Strukturen (mehr dazu in den Abschnitten 2.6.4 und 3.4.2.1 – S.65ff. und S.109ff.) sind in turbulenten Grenzschichten „Sweeps“ (Zufuhr von impulsreichem Material aus dem Gebiet außerhalb der Grenzschicht in den wandnahen Bereich der Grenzschicht) und „Ejections“ (Auswurf von impulsschwachem Material) vorzufinden (u.a.

Cantwell 1981, Hussain 1986, Fiedler 1987 aus Raupach et al. 1991). Das Auftreten von Ejections/Sweeps-Ereignissen (ES-Ereignisse) zeigt ein hochgradig intermittierendes Verhalten. Dabei wurde festgestellt, daß die ES-Ereignisse wesentlich häufiger in aerodynamisch vollrauen als in hydraulisch glatten Grenzschichten anzutreffen sind. Diese Aussage bestätigt die oben formulierte These, die aus der Abb. 22 und Abb. 23 abgeleitet wurde.

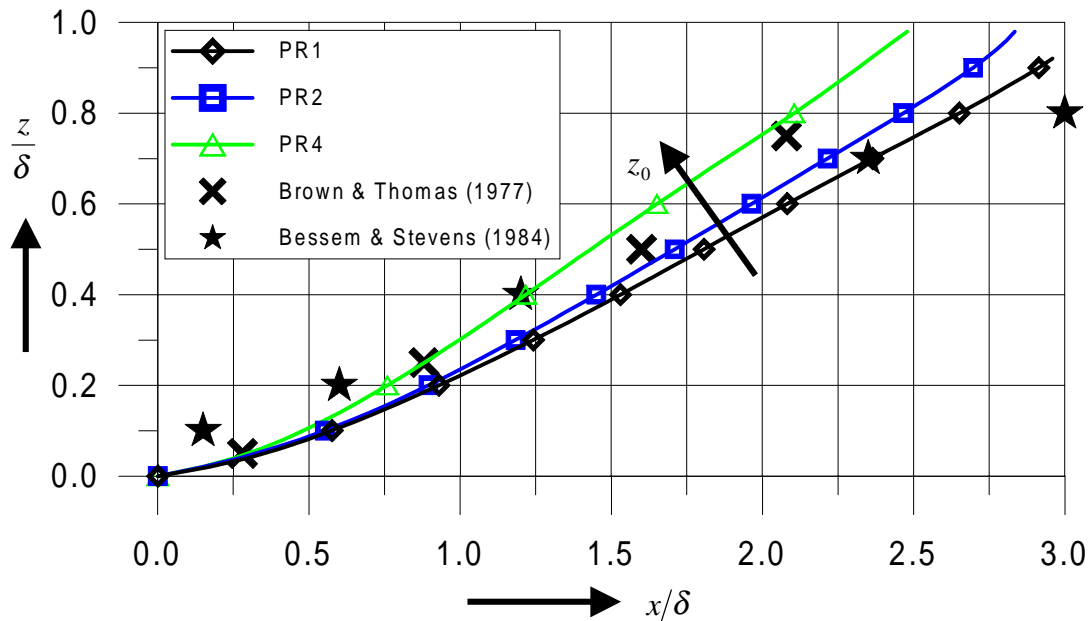


Abb. 23 – Ebene maximaler uu-Korrelation bzw. verschwindender uw -Korrelation

Eine Aussage zur Anisotropie der Turbulenzintensität gestattet die folgende Betrachtung. Wird in Gl. 41 (S.45) die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* eingeführt und wird der Index $\gamma = 0$ fortgelassen, erhält man folgenden Ausdruck:

$$2 \cdot \frac{\overline{u'w'}}{u_*^2} = \left(\left[\frac{\sigma_w}{u_*} \right]^2 - \left[\frac{\sigma_u}{u_*} \right]^2 \right) \cdot \tan(2\gamma_0) \quad \text{Gl. 42}$$

Aus der Abb. 22 (S.47) ist ersichtlich, daß der Winkel $\gamma_0(z)$ mit wachsender Bodenrauigkeit leicht größer wird. Im mittleren Teil der Grenzschicht besitzt die hydraulisch glatte Platte (Rauigkeit PR1) einen Winkel von etwa 18 Grad; die aerodynamisch vollraue Grenzschicht (Rauigkeit PR4) weist dagegen einen Winkel von etwa 23 Grad auf. Diese Änderung von 18 auf 23 Grad (Rauigkeit PR1 bzw. Rauigkeit PR4) hat eine Vergrößerung des Wertes der Tangensfunktion um 30% zur Folge (zweiter Faktor auf der rechten Seite der Gl. 42). Da die linke Seite der Gl. 42 konstant bleibt (vergleiche Abb. 19, S.42), muß der Ausdruck in der Klammer auf der rechten Seite dementsprechend kleiner werden. Das bedeutet, daß die Anisotropie der Turbulenzintensität durch wachsende Bodenrauigkeiten kleiner wird. Damit wird die im Abschnitt 2.3.2 (S.27ff.) angeführte Aussage zusätzlich unterstützt.

Vergleicht man das Verhältnis der Turbulenzintensitäten σ_w/σ_u (Abb. 8 rechts, S.30) mit dem Neigungswinkel γ_0 (Abb. 22, S.47), so erkennt man einen ähnlichen Verlauf über der Höhe. Das Verhältnis σ_w/σ_u wird ebenso kleiner mit abnehmender Rauigkeit wie γ_0 . Stellt man Gl. 41 (S.45) nach dem Verhältnis σ_w/σ_u um, so erhält man:

$$\frac{\sigma_w}{\sigma_u} = \sqrt{1 - \frac{2}{\frac{\sigma_u^2}{|\overline{u'w'}|} \cdot \tan(2\gamma_0)}} \quad \text{Gl. 43}$$

Nimmt man nahe am Boden ein von der Rauigkeit unabhängiges Verhältnis für $\sigma_u^2/|\overline{u'w'}|$ an, so kann mit Gl. 43 unter Vorgabe des Neigungswinkels γ_0 das Verhältnis σ_w/σ_u berechnet werden. Das Einsetzen von Zahlenwerten aus der Messung führte auf zu kleine Werte für σ_w/σ_u , wodurch die oben getroffene Annahme sich als falsch herausstellt. Nimmt man dagegen an, daß mit abnehmender Bodenrauigkeit $\sigma_u^2/|\overline{u'w'}|$ zunimmt, stimmt die Abschätzung (nach Gl. 43) mit dem Experiment überein. Da $\sigma_u^2/|\overline{u'w'}|$ näherungsweise dem Quadrat von σ_u/u_* entspricht, findet man die Aussage, daß σ_u/u_* mit abnehmender Rauigkeit größer wird, beim Vergleich von Tabelle 4 (S.29) bestätigt. Insbesondere die Messungen im Windkanal zeigen für die hydraulisch glatte Platte größere Werte für σ_u/u_* als für die aerodynamisch vollrauen Platten.

Im Abschnitt 2.4.4 (S.39) wurden die experimentellen Ergebnisse der $\overline{u'w'}(z)$ -Korrelationen für die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten (Abb. 19 rechts, S.42) präsentiert. Dabei tauchte die Frage auf, warum sich die Verläufe der uw -Korrelation über der Höhe vom theoretischen Verlauf unterhalb von 40% der Grenzschichtdicke unterscheiden. Betrachtet man die Abb. 22 (S.47), so liegt die Vermutung nahe, daß die Änderung des Neigungswinkels γ_0 dafür verantwortlich ist. Setzt man den Neigungswinkel (Abb. 22, S.47) gedanklich in Gl. 42 (S.48) ein, so wird sich unterhalb von 40% der Grenzschichtdicke der normierte Korrelationskoeffizient der uw -Korrelation (linke Seite der Gl. 42, S.48) deutlich reduzieren. Das erste Produkt auf der rechten Seite ändert sich nur wenig in diesem Bereich (siehe Abb. 7, S.28). Unmittelbar am Boden läßt sich ein asymptotischer Verlauf gegen 0 für das Verhältnis $|\overline{u'w'}|/u_*^2$ ableiten, der experimentell durch HDA-Messungen (siehe Abb. 19 rechts, S.42, als auch Compton & Eaton 1996) und LDA-Messungen (Djenidi et al. 1994, Compton & Eaton 1996) bestätigt wird.

2.5 Turbulente Wirbelzähigkeit

2.5.1 Theoretische Betrachtungen

Die Wirbelzähigkeit ν_t , auch Wirbelviskosität (engl. „Eddy Viscosity“) genannt, wurde mit Hilfe der Approximation von Boussinesq – ähnlich dem Newtonschen Reibungsgesetz – zur Beschreibung der turbulenten Schubspannung τ_t eingeführt

$$\tau_t = \rho \cdot \nu_t \cdot \frac{d\bar{u}}{dz} \quad \text{Gl. 44}$$

Im Gegensatz zur kinematischen Viskosität ν , die eine reine Stoffgröße ist, ist die Wirbelzähigkeit ν_t von der Strömung abhängig, das heißt, sie nimmt innerhalb der Grenzschicht unterschiedliche Werte an.

Mit Gl. 44 ist eine Beziehung zur Berechnung der Wirbelzähigkeit gegeben

$$\nu_t = \frac{\tau_t}{\rho \cdot \frac{d\bar{u}}{dz}} \quad \text{Gl. 45}$$

In unmittelbarer Wandnähe wird die Wirbelzähigkeit ν_t mit der kinematischen Viskosität ν normiert. Weitab von der Wand bzw. in rauen Grenzschichten bietet sich eine Normierung mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und der Grenzschichtdicke δ an (Hinze, 1975, S. 621 und 645).

Mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes (Gl. 12, S.21) ergibt sich aus Gl. 45 innerhalb der Prandtl-Schicht

$$\frac{\nu_t}{u_* \cdot \delta} = \kappa \cdot \frac{z}{\delta} \quad \text{für } 0 < \frac{z}{\delta} \leq 20\% \quad \text{Gl. 46}$$

Mit dem Schubspannungsansatz nach Hauke (Gl. 28, S.35) lassen sich entsprechend dem verwendeten Geschwindigkeitsprofil (Potenz- oder Coles-Ansatz, S.23) zwei weitere Verläufe für die Wirbelzähigkeit herleiten. Für den Potenzansatz mit $\alpha = 1/n$ ergibt die analytische Herleitung (siehe auch Ihlenfeld 1979, Plate 1995a):

$$\frac{\nu_t}{u_* \cdot \delta} = \frac{u_*}{u_\infty} \cdot \left[\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1 - (z/\delta)^{2\alpha+1}}{(z/\delta)^{\alpha-1}} \right] \quad \text{Gl. 47}$$

Ein entsprechender Verlauf für den Coles-Ansatz, ähnlich wie Gl. 47 für den Potenzansatz, ist nur numerisch lösbar und wird neben den Verläufen nach Gl. 46 und Gl. 47 in Abb. 24 (links) gezeigt.

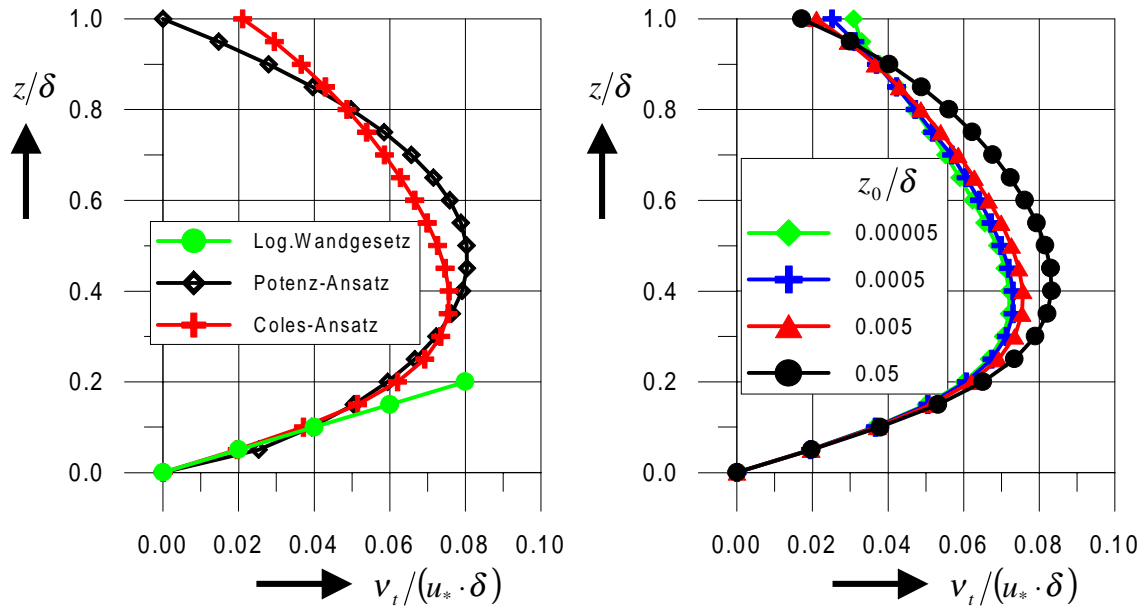


Abb. 24 – Wirbelzähigkeit als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Links: Vergleich der verschiedenen theoretischen Ansätze (log. Wandgesetz, Potenz- und Coles-Ansatz) am Beispiel der Rauigkeit PR4. Rechts: Einfluß der aerodynamischen Rauigkeitslänge auf den mit dem Coles-Ansatz berechneten theoretischen Verlauf.

Deutlich ist der begrenzte Gültigkeitsbereich für die aus dem logarithmischen Wandgesetz hergeleitete Beziehung nach Gl. 46 zu erkennen. Die Gl. 47 zeigt einen symmetrischen Verlauf innerhalb der Grenzschicht mit einem Maximum bei $z/\delta = 50\%$. Ein dem Experiment qualitativ ähnlichen Verlauf läßt die theoretische Wirbelzähigkeitsverteilung unter Anwendung des Coles-Ansatzes erkennen. Diese geht in der Prandtl-Schicht asymptotisch in die theoretische Beziehung nach Gl. 46 über, hat bei etwa $z/\delta \cong 40\%$ ein Maximum und weist am Grenzschichttrand von 0 verschiedene Werte auf.

Die rechte Seite der Abb. 24 demonstriert die Abhängigkeit von der Rauigkeitslänge, oder besser ausgedrückt, vom Verhältnis der Rauigkeitslänge zur Grenzschichtdicke z_0/δ . Den Verläufen liegt der Coles-Ansatz zugrunde. Nahezu unabhängig von der Rauigkeitslänge sind die Verläufe innerhalb des im Experiment realisierten Rauigkeitsbereiches von $z_0/\delta = 5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$.

2.5.2 Experimentelle Resultate

Ausgehend von der Gl. 45 (S.50) wurde die turbulente Schubspannung τ_t durch die Korrelation

$\overline{u'w'}$ ersetzt. Das führt auf Gl. 48,

$$v_t = \frac{\overline{u'w'}}{d\bar{u}/dz} \quad \text{Gl. 48}$$

die experimentell ausgewertet werden kann.

Der Verlauf der mittleren Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ wurde durch den Coles-Ansatz approximiert und anschließend analytisch differenziert. Das Ergebnis der Auswertung für alle vier verschiedenen rauhen Grenzschichten zeigt die Abb. 25 im Vergleich mit dem theoretischen Verlauf (Coles-Ansatz). Mit Ausnahme der Rauigkeit PR3 besteht eine gute Übereinstimmung im Vergleich mit der Theorie. Ferner ist, entsprechend der gewählten Normierung, kein signifikanter Einfluß der Rauigkeitslänge z_0 gegeben, wie es auch theoretisch vorhergesagt wurde (siehe Abb. 24 rechts). Weiterhin sind die typischen Merkmale im Verlauf festzustellen, und zwar das Maximum in einer Höhe von etwa $z/\delta \cong 40\%$ und Werte für die Wirbelviskosität ungleich Null am oberen Grenzschichtrand.

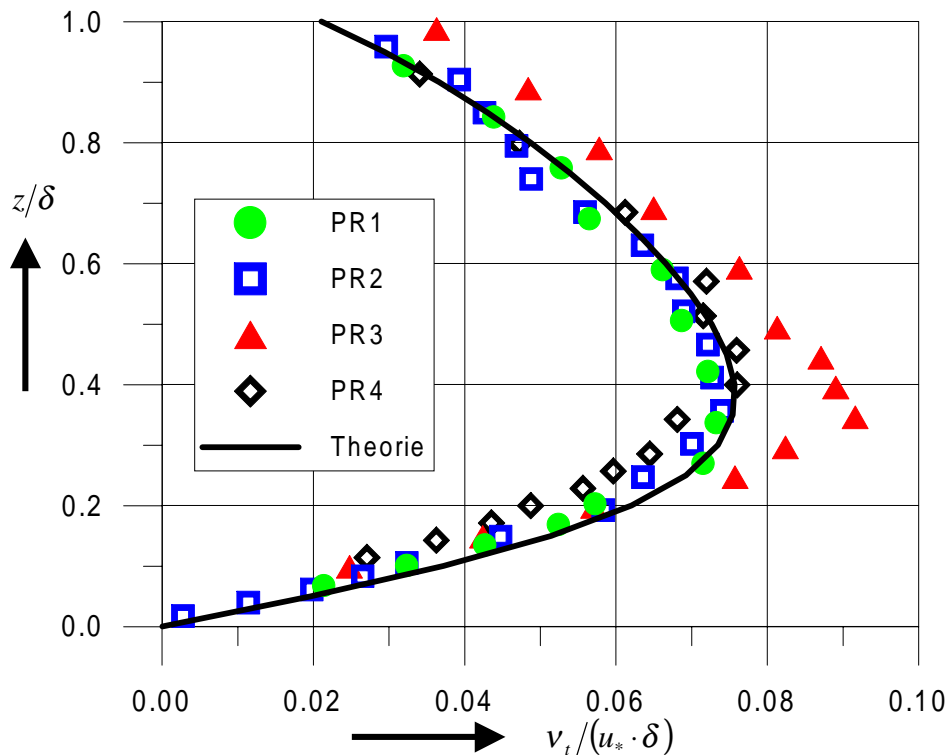


Abb. 25 – Turbulente Wirbelzähigkeit als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den verschiedenen rauhen Grenzschichten und der theoretischen Beziehung.

Die Abweichung im Verlauf zwischen der Rauigkeit PR3 und den anderen Grenzschichten ist unklar. Naheliegender ist eine falsche Normierung, das heißt, die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* wurde zu klein bestimmt. Eine größere Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* steht jedoch im Widerspruch zur Auswertung der mittleren Geschwindigkeitsprofile, der Schubspannungsverläufe und dem Verlauf der $|\overline{u'w'}|$ -Korrelation. Die Abweichung könnte ferner durch die relativ großen Rauigkeitselemente ($k = 40 \dots 60 \text{ mm}$, d.h. $k/\delta = 20 \dots 30\%$) verursacht werden, wobei durch die Umströmung der Rauigkeiten eine vergrößerte Wirbelzähigkeit produziert wird.

Für die Verteilung der turbulenten Wirbelzähigkeit über der Höhe gibt Hinze (1975, S. 645) das Maximum in einer Höhe von $z/\delta \approx 30\%$ mit einem Wert von $v_t / (u_* \cdot \delta)_{\max} \cong 0,07$ an. Letzterer

Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem eigenen Experiment. Die Werte aus Hinze basieren auf einer geringen Anzahl von Meßdaten, die frühzeitig durch Klebanoff (1954, aus Hinze 1975) bereitgestellt wurden und eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten von Townsend (1951, aus Hinze 1975) zeigen.

Einen wesentlich größeren Wert für das Maximum ist Plate (1995a, auch Wang et al. 1996) mit $\nu_t / (u_* \cdot \delta)_{\max} \cong 0,088$ zu entnehmen, wobei Unterschiede wahrscheinlich durch die Normierung zustande kommen. Plate vergleicht die theoretische Beziehung nach Gl. 47 (S.50, aus Potenzansatz) sowohl mit Feld- als auch Windkanalmessungen.

2.6 Integrale Längen- und Zeitmaßstäbe

In der statistischen Betrachtungsweise der Turbulenz spielen neben der Turbulenzintensitätsverteilung auch integrale Maßstäbe der Turbulenzenergie eine wichtige Rolle. Der integrale Längenmaßstab charakterisiert die mittlere Wirbelgröße der energiereichsten Turbulenzballen. Ausgehend von einer anisotropen Turbulenzverteilung innerhalb der Grenzschicht sind verschiedene Maßstäbe definiert, deren Abhängigkeiten von der Höhe z und Rauigkeitslänge z_0 vorgestellt werden. Es werden im weiteren die Maßstäbe in der Euler'schen Anschauung behandelt, das heißt, der Beobachter bewegt sich nicht mit der Strömung, wie in der Lagrange'sche Betrachtungsweise, sondern blickt von einem äußeren feststehenden Beobachtungspunkt auf das strömende Fluid. Ferner existieren verschiedene Wege, integrale Maßstäbe anhand experimenteller Daten zu berechnen. Dabei werden die beiden Methoden, das heißt die 1-Punkt-Korrelation (Autokorrelation) und die 2-Punkt-Korrelation (Raumkorrelation), miteinander verglichen. Das Problem zur Gültigkeit der Taylor'schen Hypothese von der eingefrorenen Turbulenz und der Einsatz der Wirbeltransportgeschwindigkeit werden ausführlich diskutiert. Neben den experimentellen Besonderheiten werden zuvor die verwendeten Bezeichnungen und Definitionen erläutert.

2.6.1 Bezeichnungen und Definition

Die integralen Maßstäbe der Turbulenz sind durch Integration der Korrelationsfunktion definiert. Betrachtet werden hierbei nicht nur die Korrelationen verschiedener Schwankungsgrößen in einem Punkt, wie sie zum Beispiel zur Schubspannung führen, sondern es sind Korrelationen der Schwankungsgrößen an ein und demselben Ort zu verschiedenen Zeiten Δt (Autokorrelation) oder

an verschiedenen Orten Δx (Raumkorrelation) von Interesse. Die normierte Raum-Zeit-Korrelationsfunktion ist wie folgt definiert

$$R_{uux}(x, t, \Delta x, \Delta t) = \frac{\overline{u'_1(x, t) \cdot u'_2(x + \Delta x, t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{u'^2_1}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2_2}}} \quad \text{Gl. 49}$$

Die Geschwindigkeitsschwankung u' vertritt hierbei allgemeingültig eine der drei Geschwindigkeitskomponenten u, v, w ; mit dem Zahlenindex unterscheidet man die beiden Geschwindigkeits-Zeit-Funktionen $u'_1(t)$ und $u'_2(t)$. Der Vektor der drei Raumrichtungen wird universell durch x repräsentiert. Die Korrelationsfunktion R_{uux} wird mit den korrelierten Schwankungsgrößen und der Raumrichtung (Richtung der beiden Sonden) indiziert. Betrachtet man die Autokorrelationsfunktion, so verkürzt sich die Bezeichnung insofern, als daß nur eine Schwankungskomponente angegeben wird. Die Raumrichtung ist mit der Hauptströmung identisch. Die Korrelationsfunktion gestattet eine Aussage zum Grad der Kopplung von beispielsweise turbulenten Bewegungen („Verwandtschaftsgrad“) zwischen zwei Punkten, die zeitlich bzw. räumlich voneinander getrennt sind. Die Autokorrelationsfunktion drückt diese Kopplung in der zeitlichen Abfolge der Bewegung an einem Punkt aus.

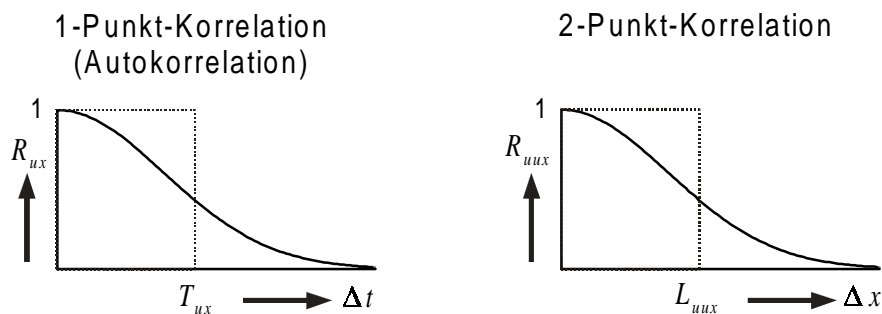


Abb. 26 – Definition der integralen Maßstäbe (Zeitmaßstab – links, Längenmaßstab – rechts)

Das Integral der normierten Korrelationsfunktion stellt einen charakteristischen Maßstab des Schwankungsvorganges dar. Die Autokorrelationsfunktion liefert einen charakteristischen Zeitmaßstab:

$$T_{ux} = \int_0^{\infty} R_{ux} \cdot dt \quad \text{Gl. 50}$$

Demgegenüber ist der Längenmaßstab als Integral der Korrelationsfunktion entlang der Raumrichtung (bei konstanter Zeit)

$$L_{uux} = \int_0^{\infty} R_{uux} \cdot dx \quad \text{Gl. 51}$$

definiert. Zeit- und Längenmaßstab sind durch die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c miteinander verknüpft:

$$L_{uux} = u_c \cdot T_{ux} \quad \text{Gl. 52}$$

Unter Voraussetzung der Taylor'schen Hypothese von der eingefrorenen Turbulenz kann die Wirbeltransportgeschwindigkeit der mittleren örtlichen Strömungsgeschwindigkeit gleichgesetzt werden (siehe Abschnitt 2.6.3, S.62):

$$L_{ux} = \bar{u} \cdot T_{ux} \quad \text{Gl. 53}$$

Für die turbulente Grenzschicht an der rauhen Platte ist die Normierung des integralen Längenmaßstabs innerhalb der Rauigkeiten mit der Rauigkeitshöhe und oberhalb davon in der Grenzschicht mit der Grenzschichtdicke δ üblich. Verschiedene Methoden existieren zur Bestimmung des charakteristischen Längenmaßstabs. Der wohl genaueste Weg führt über eine 2-Punkt-Korrelation (siehe Gl. 49 und Gl. 51). Mit dieser, wenn auch aufwendigen Methode lassen sich alle integralen Längenmaßstäbe bestimmen. Eine in der Praxis oft angewendete Methode ist der Weg über die Autokorrelation, bei der, wie oben gezeigt, der integrale Zeitmaßstab berechnet wird. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist einerseits, daß nicht in jedem Fall die Taylor'sche Hypothese und somit der Übergang vom Zeit- zum Längenmaßstab erfüllt ist, und andererseits können lediglich in Hauptströmungsrichtung liegende Längenmaßstäbe L_{ux} , L_{vx} und L_{wx} gefunden werden. In der Literatur sind häufiger Angaben zu Integralmaßstäben der letzteren Methode (Autokorrelation) als Ergebnisse zu 2-Punkt-Korrelationen zu finden. Ferner soll erwähnt werden, daß mit Hilfe der spektralen Energiedichteverteilung der Turbulenzenergie (kurz Energiedichtespektrum) ausgewählte Längenmaßstäbe bestimmt werden können (siehe Abschnitt 2.7, S.84ff.). Ein recht einfaches Verfahren zur Bestimmung des integralen Längenmaßstabs, das auf dem Energiedichtespektrum aufbaut, ist die sogenannte Halbe-Varianz-Methode (engl. „Half Of The Variance“). Der Maßstab ist dadurch definiert, daß die Hälfte der Turbulenzenergie der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente den großen, die andere Hälfte den kleinen Maßstäben zugeordnet wird. Einerseits trifft diese Methode das Maximum im Energiedichtespektrum nicht ganz genau; der Fehler wird als kleiner 10% angegeben (Petersen et al. 1998). Andererseits ist diese Methode leicht zu realisieren.

2.6.2 Experimentelle Besonderheiten

2.6.2.1 Abtastfrequenz, Hochpaß, Tiefpaß

Im Abschnitt 2.2.3 wurde die Frage bezüglich der notwendigen Meßzeit für Mittelwerte statistischer Größen besprochen. Die Korrelationsfunktion wird aufgrund des Produktes zweier momentaner Geschwindigkeiten dem 2. Moment zugeordnet. Den Autokorrelationsfunktionen liegen Geschwindigkeitszeitreihen, bestehend aus 10.000 Einzelwerten, zugrunde. Das entspricht bei einer gewählten Mittelungszeit von 30s einer Genauigkeit für Mittelwerte turbulenter Größen von knapp 5%.

Die Abtastfrequenz setzt sich aus dem Quotienten der Anzahl statistisch unabhängiger Einzelmessungen und der Meßzeit zusammen, sollte jedoch nicht größer als die Grenzfrequenz des Meßsystems sein. Ein wichtigeres Kriterium als das vorangegangene ergibt sich jedoch aus der Anzahl der Werte für die Korrelationsfunktion, mit der eine sichere Bestimmung des Längen- bzw. Zeitmaßstabs gewährleistet ist. Dafür kann zur Abschätzung der unteren Grenze der Abtastfrequenz folgende Beziehung herangezogen werden:

$$f_{\text{Abtastfrequenz}} = \frac{5}{\text{Zeitmaßstab}} \quad \text{Gl. 54}$$

In grober Näherung kann der gesuchte Zeitmaßstab als Quotient von Grenzschichtdicke δ und Geschwindigkeit u_δ ausgedrückt werden,

$$f_{\text{Abtastfrequenz}} \cong 5 \cdot \frac{u_\delta}{\delta} = 5 \cdot \frac{12 \text{ m/s}}{200 \text{ mm}} = 300 \text{ Hz} \quad \text{Gl. 55}$$

so daß speziell für das Experiment die Abtastfrequenz größer als 300Hz zu wählen ist.

Mit dem Einfluß von Hoch- und Tiefpaßfiltern auf die Korrelationsfunktion befaßt sich unter anderem Favre (1965, S.243) in seinem Übersichtsartikel zu Raum-Zeit-Korrelationen in turbulenten Strömungen. Er vergleicht die Korrelation einer Zeitreihe mit drei verschiedenen Frequenzbandbreiten. Ausgegangen wird von einer Zeitreihe, die alle Anteile von 10 bis 1250Hz enthält. Die zweite passierte ein Hochpaßfilter mit der unteren Grenzfrequenz von 140Hz und die dritte Reihe deckt nach dem Weg durch ein Tiefpaßfilter mit der oberen Grenzfrequenz von 140Hz den unteren Bereich ab (10 bis 140Hz). Die Integration der Korrelationsfunktion aller drei Zeitreihen liefert unterschiedliche Längenmaßstäbe, wobei die dritte Zeitreihe, mit den niedrigen Frequenzanteilen, größere Längenmaßstäbe als die zweite Zeitreihe, mit den hohen Anteilen, hervorruft. Das heißt, daß die Filterbandbreite einen wesentlichen Einfluß auf die Korrelationsfunktion und damit auf den integralen Maßstab hat.

Wichtig ist weiterhin der folgende Aspekt bei der Suche nach dem Längenmaßstab in turbulenten Strömungen. Die betrachtete Zeitreihe muß entsprechend ihrem Energiedichtespektrum (siehe

Abb. 27) genügend Energieanteile pro Frequenzband sowohl zu tiefen als auch zu hohen Frequenzen hin, vom Maximum aus gesehen, enthalten.

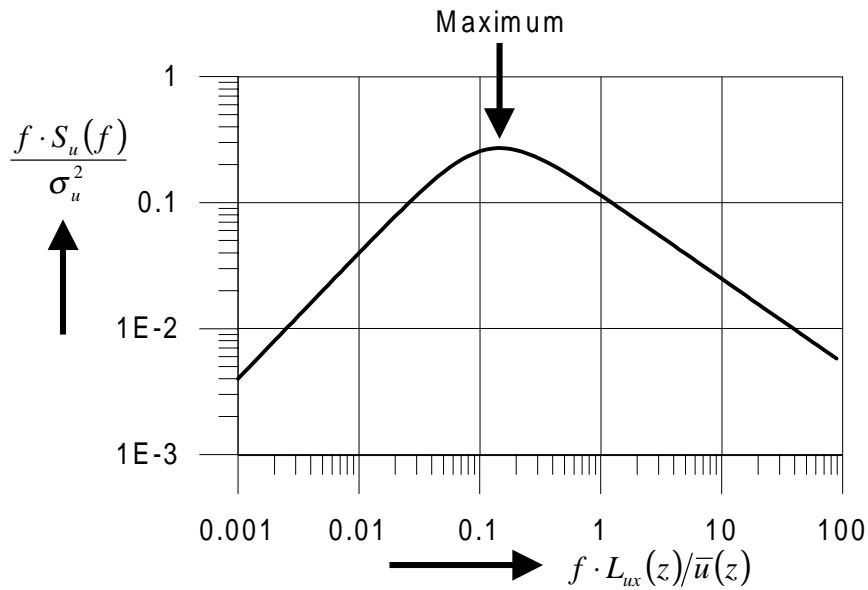


Abb. 27 – Spektrale Energiedichtevertelung der Turbulenz nach von Kármán (Morfiadakis et al. 1996)

Die Lage des Maximums auf der Abszisse $f_{S, \max}$ in der spektralen Verteilung entspricht dem reziproken Wert des Zeitmaßstabs $T_{ux} = 1/f_{S, \max}$. Entsprechend der Abb. 27 gilt

$$\frac{f_{S, \max} \cdot L_{ux}(z)}{\bar{u}(z)} \cong 0,15 \quad \text{Gl. 56}$$

Wird in grober Näherung für das Experiment der integrale Längenmaßstab durch die Grenzschichtdicke δ substituiert und wird die Geschwindigkeit gleich der am Grenzschichtrand gesetzt ($\delta = 200\text{mm}$ und $u_\delta = 12\text{m/s}$), so kann dem Maximum eine Frequenz von etwa $f_{S, \max} \cong 10\text{Hz}$ zugeordnet werden. Damit müssen die im Experiment zu berücksichtigenden Frequenzanteile rund zwei Größenordnungen zu niedrigeren und höheren Frequenzen hin, das heißt das Gebiet von 0,1Hz bis 1kHz, abdecken. Die Obergrenze liegt einerseits unterhalb der Grenzfrequenz der verwendeten Hitzdrahtmeßtechnik. Andererseits ist der Energieanteil der hohen Frequenzen gering, da, wie später noch gezeigt wird, sich die dazugehörigen Wirbel im Kolmogorovschen Trägheitsunterbereich (Energiekaskade) befinden. Die oben angesprochene Untergrenze von 0,1Hz entspricht in der Regel einem Vielfachen der Mittelungszeit.

Besonders die Vernachlässigung des tiefen Frequenzbereichs ist ein typischer Fehler bei der Ermittlung von Korrelationsfunktionen. Der Einfluß zeigt sich beispielsweise bei der Bestimmung der Längenmaßstäbe, wenn eine Datenreihe mit Hilfe eines Hochpaßfilters künstlich beschnitten wird. In der Abb. 28 ist zu erkennen, daß der integrale Längenmaßstab durch den Einsatz eines Hochpaßfilters oder durch zu kurz gewählte Meßzeiten deutlich zu klein bestimmt wird. So seien an

dieser Stelle die Arbeiten von Antonia & Luxton (1971) erwähnt, die bei einer ähnlich starken Grenzschichtdicke ein Hochpaßfilter mit 12,5Hz für die gleiche Aufgabenstellung verwendeten. Dem Diagramm ist zu entnehmen, daß damit der integrale Längenmaßstab L_{wx} um etwa 12% und L_{ux} um fast 40% unterschätzt wird. Der Einfluß derartig niedriger Frequenzanteile ist demnach von großer Bedeutung, wenngleich man Turbulenzstrukturen mit einer Länge von mehr als zehn Metern in einer 200mm starken Grenzschicht nicht vermutet. Ursache dafür sind kohärente Strukturen (siehe dazu Abschnitt 2.6.4).

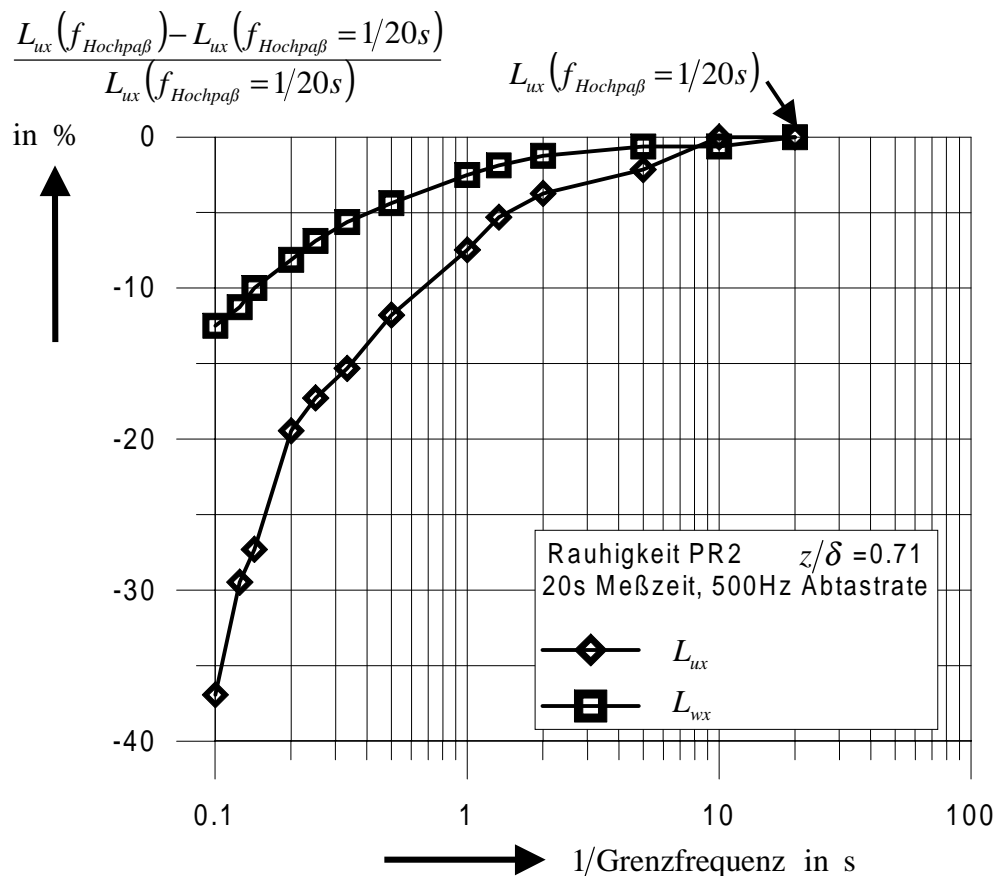


Abb. 28 – Prozentuale Abweichung zwischen den integralen Längenmaßstäben (aus der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente) in Abhängigkeit von der Grenzfrequenz eines Hochpaßfilters als Beispiel für das Experiment

2.6.2.2 Einfluß der Kanalpulsationen und der Schwingungen des Meßaufbaus

Von Umlaufkanälen „Göttinger Bauart“ sind niederfrequente Kanalpulsationen bekannt. Für den Dresdner Windkanal liegt die Grundfrequenz der Kanalpulsation bei etwa 1,5Hz. Damit stellt sich die Frage, inwieweit Korrelationsmessungen durch diesen Einfluß beeinträchtigt werden?

In der Abb. 29 werden spektrale Energiedichteverteilungen der Turbulenz für verschiedene Höhen der Grenzschicht gezeigt. Energiearm ist die unterste Kurve, die einen Meßpunkt weit außerhalb der Grenzschicht $1,45 \cdot \delta$ charakterisiert. Darin ist die schmalbandige Kanalpulsation bei etwa

1,5Hz deutlich erkennbar. Die nächste Meßreihe, in Höhe des Grenzschichttrands, besitzt bereits eine Zehnerpotenz größere Energieanteile als die vorhergehende Reihe außerhalb der Grenzschicht. Insbesondere ist der Einfluß der Kanalpulsation nicht mehr festzustellen. Die Energieanteile der Zeitreihen innerhalb der Grenzschicht weisen schließlich noch einmal um eine Zehnerpotenz größere Werte auf. Zusammenfassend kann man sagen, daß die Kanalpulsation eine tonale Komponente (auf eine Frequenz beschränkt) mit einem deutlich geringeren Energiegehalt als das breitbandige Spektrum der Turbulenzenergie innerhalb der Grenzschicht verursacht. Demzufolge ist der Einfluß der Kanalpulsationen auf Korrelationsmessungen vernachlässigbar.

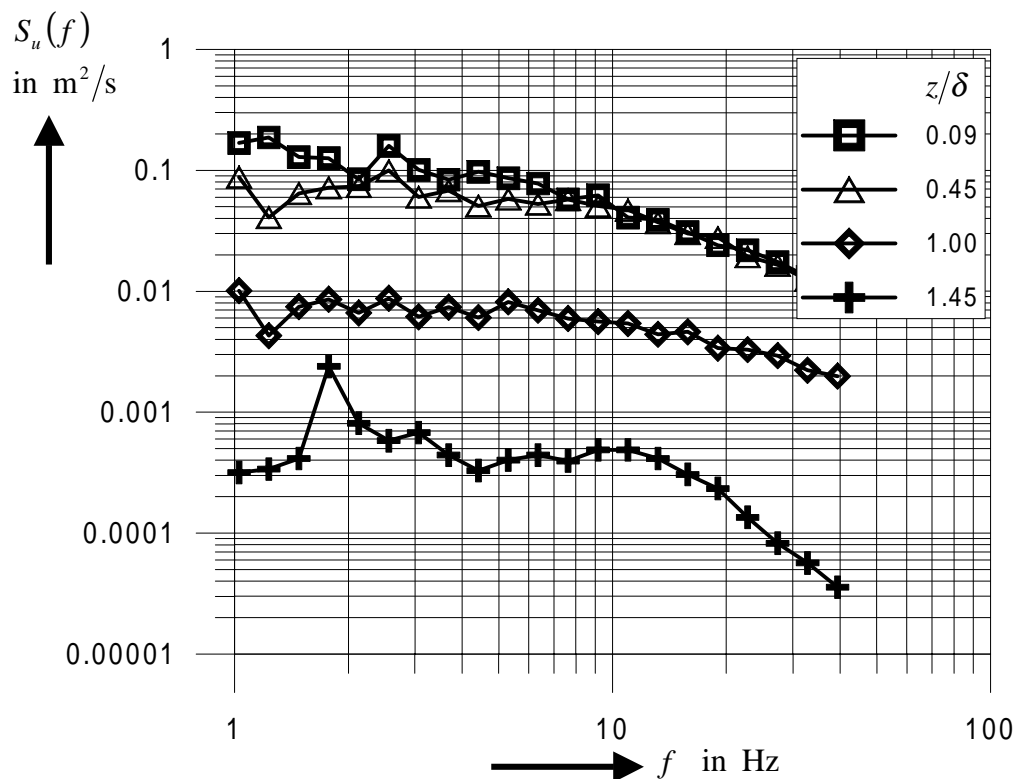


Abb. 29 – Spektrale Energiedichteverteilung der Turbulenz in verschiedenen Höhen der Grenzschicht (Rauigkeit PR3, Grenzschichttrandgeschwindigkeit 12m/s)

Ein weiterer negativer Einfluß ist durch das schwingungsfähige Meßsystem denkbar. Damit ist die Haltevorrichtung der Sonden gemeint. Zur quantitativen Beurteilung des Einflusses wurde in einem Vorversuch bei ruhendem Kanal die Haltevorrichtung (für spätere 2-Punkt-Korrelationsmessungen unterteilt in feste und bewegliche Lanze) zu Schwingungen angeregt und die sich einstellende instationäre Geschwindigkeitszeitreihe mit einer Abtastfrequenz von 200Hz pro Kanal und 30s Meßzeit registriert. Die sich daraus ergebende spektrale Energiedichteverteilung sowohl für die feste Lanze (3) als auch für die bewegliche Lanze (4) wurden mit den Verteilungen für den ruhenden Windkanal (2) und der typischen Energieverteilung innerhalb der Grenzschicht (1) verglichen (siehe Abb. 30).

Das Lanzensystem schwingt bei einer Grundfrequenz von etwa 7Hz. Ferner sind die Oberschwingungen in der Abb. 30 wiederzufinden. Diese schmalbandigen Erregungen besitzen Energieamplituden, die mehrere Größenordnungen kleiner sind im Verhältnis zur typischen breitbandigen Erregung durch die turbulente Strömung innerhalb der Grenzschicht. Daraus ergibt sich, daß der Einfluß von Schwingungen der Meßlanzen unbedeutend ist.

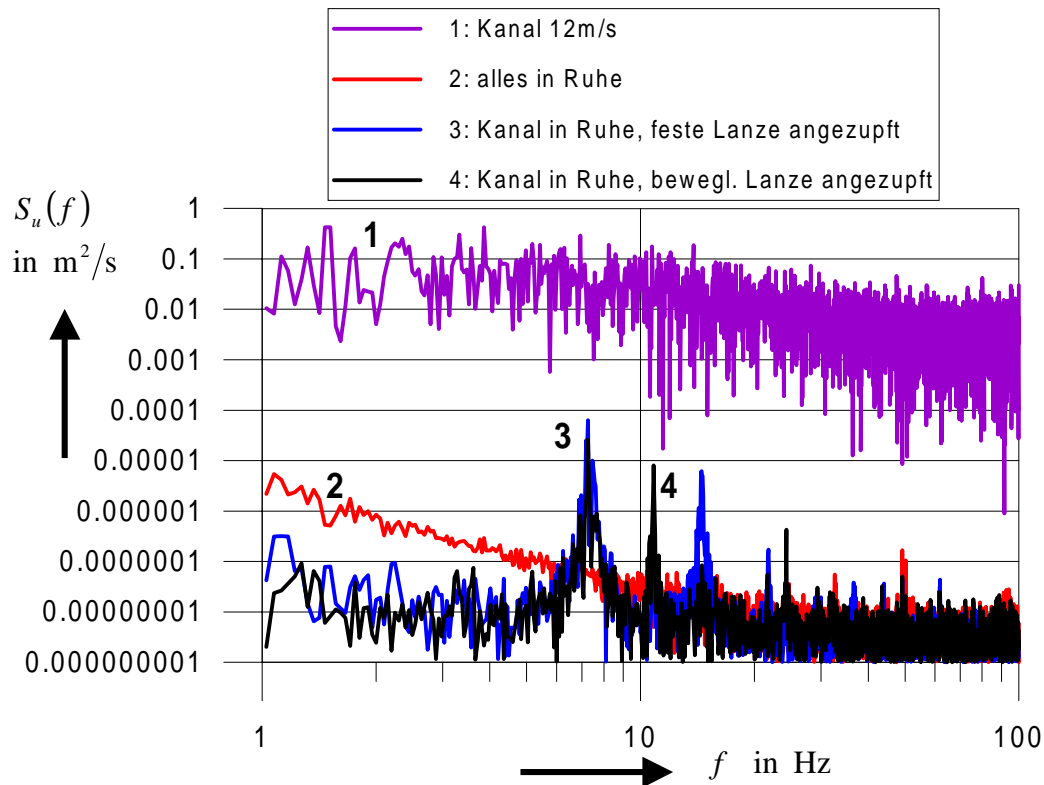


Abb. 30 – Vergleich der spektralen Energiedichteverteilungen für (1) innerhalb der Grenzschicht bei $u=12\text{m/s}$; (2) Windkanal in Ruhe; (3) feste Lanze bzw. (4) bewegliche Lanze stark angezupft

2.6.2.3 Numerische Bestimmung der integralen Maßstäbe

Laut Definition ist die Bestimmung der integralen Maßstäbe vorgegeben (siehe Gl. 50 und Gl. 51, S.54). Die praktische Umsetzung der Integration weist Probleme hinsichtlich der oberen Integrationsgrenze auf. Eine Methode ist die Suche nach dem Schnittpunkt der Korrelationsfunktion mit der Abszisse. Da die experimentell ermittelten Verläufe der Korrelationsfunktionen für kleine Werte, d.h. nahe an der Abszisse, zum Teil schwingen oder oberhalb der Abszisse verlaufen (siehe Abb. 31), führt diese Methode zu stark streuenden Ergebnissen.

Ein anderes und präziseres Verfahren besteht darin, die Korrelationsfunktion durch eine geeignete Approximationsfunktion anzunähern, mit deren Hilfe anschließend die Integration analytisch oder

numerisch ausgeführt wird und damit der integrale Maßstab bestimmt werden kann. Die gewählte Approximationsfunktion am Beispiel der Autokorrelation hat folgende Gestalt:

$$R(\tau) = \exp \left[- \left(\frac{\tau}{T_n} \right)^n \right] \quad \text{Gl. 57}$$

Die Zeitverschiebung zwischen beiden Geschwindigkeits-Zeit-Funktionen wird mit τ bezeichnet, T_n und n sind freie Parameter der Approximationsfunktion. Nach erfolgreicher Annäherung wird der integrale Maßstab durch numerische Integration der Approximationsfunktion bestimmt. Die obere Integrationsgrenze ist theoretisch Unendlich. Praktisch kann für große Zeiten τ die numerische Integration abgebrochen werden, da sich die normierte Korrelationsfunktion asymptotisch an die Abszisse nähert und somit fast keinen Beitrag zum integralen Wert liefert. Die Abb. 31 zeigt für die Autokorrelation einer Zeitfunktion in der Höhe $z/\delta = 40\%$ (Rauhigkeit PR3) die experimentellen Werte und die Approximationsfunktion im Vergleich. Die freien Parameter nach Gl. 57 betragen $T_n = 10,05\text{ms}$ und $n = 0,73$. Daraus ergibt sich ein integraler Zeitmaßstab nach Gl. 50 (S.54) von $T_{ux} = 12,1\text{ms}$, der unter Voraussetzung der Taylor-Hypothese ($\bar{u} = 9,1\text{m/s}$) einen integralen Längenmaßstab von $L_{ux} = 110\text{mm}$ bzw. normiert $L_{ux}/\delta = 54\%$ zur Folge hat.

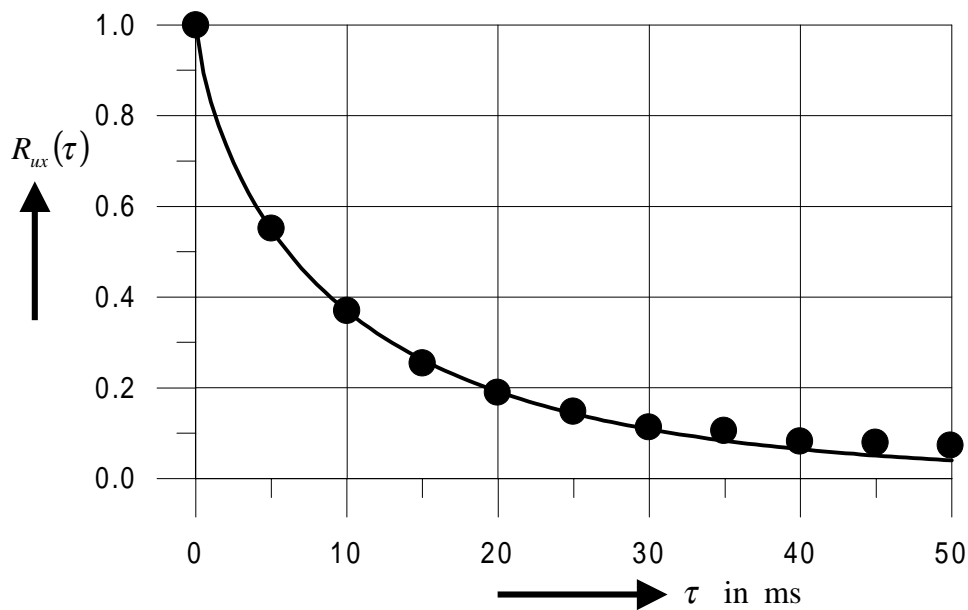


Abb. 31 – Autokorrelationsfunktion für die Hauptströmungskomponente der Geschwindigkeit (Rauhigkeit PR3, Grenzschicht-höhe 40%)

Analog zur Gl. 51 (S.54) wird eine Gleichung für die 2-Punkt-Korrelation definiert:

$$R(\Delta x) = \exp \left[- \left(\frac{\Delta x}{L_n} \right)^n \right] \quad \text{Gl. 58}$$

Der integrale Längenmaßstab wird durch numerische Integration der Approximationsfunktion (Gl. 58) ermittelt. Für die gleiche Höhe wie oben ergibt sich ein integraler Längenmaßstab von $L_{uxx} = 121\text{mm}$.

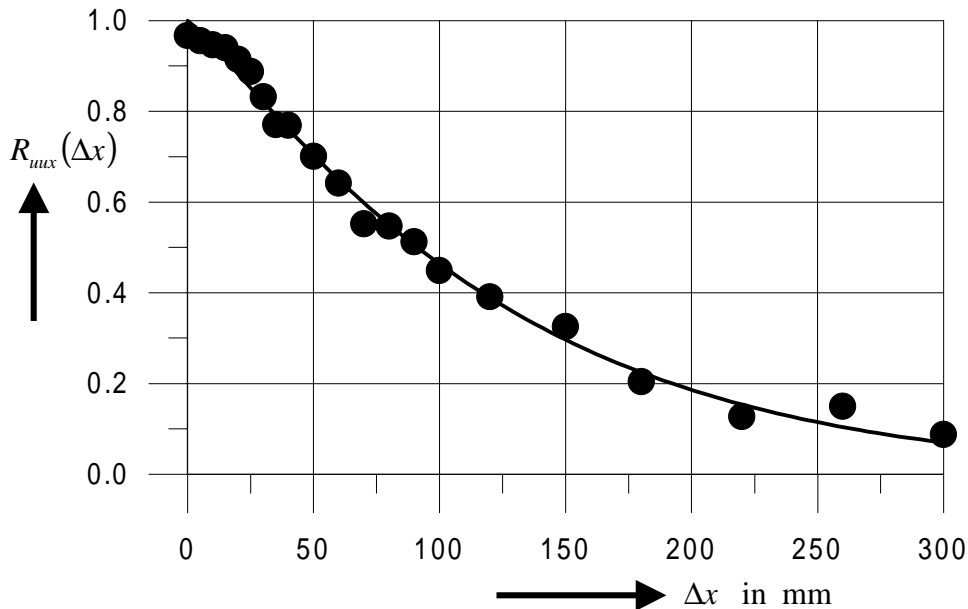


Abb. 32 – 2-Punkt-Korrelationsfunktion ($\Delta t=0$) für die longitudinale Geschwindigkeitskomponente (Rauigkeit PR3, $\bar{z}/\delta=40\%$)

Die Ursache für die Abweichung zwischen dem integralen Längenmaßstab aus der Autokorrelationsfunktion ($L_{ux} = 110\text{mm}$) und dem Maßstab aus der 2-Punkt-Korrelation ($L_{uxx} = 121\text{mm}$) wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

2.6.3 Taylor-Hypothese und Wirbeltransportgeschwindigkeit

Die Wirbeltransportgeschwindigkeit, auch Phasengeschwindigkeit oder Konvektionsgeschwindigkeit genannt, ist die Geschwindigkeit, mit der sich ein Ensemble von Wirbeln im Strömungsfeld advektiv bewegt. In der Praxis wird die Wirbeltransportgeschwindigkeit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit dann gleichgesetzt, wenn die Gültigkeit der Taylor-Hypothese gewährleistet ist. Das Strömungsfeld als eingefroren betrachtend, gestattet die Hypothese den Übergang von zeitlichen zu räumlichen Änderungen (z.B. Übergang vom integralen Zeitmaßstab zum integralen Längenmaßstab) unter Verwendung der mittleren, örtlichen Strömungsgeschwindigkeit.

Ausgangspunkt der Betrachtung ist, daß die totale Ableitung einer beliebigen physikalischen Größe C nach der Zeit t verschwindet, das heißt:

$$\frac{d}{dt}C = 0 \rightarrow \frac{\partial}{\partial t}C = -\frac{\partial x}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial x}C \quad \text{Gl. 59}$$

Für diesen Fall ist $\partial x / \partial t = \bar{u}$, die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} . Damit ergibt sich aus Gl. 59 die Gl. 60

$$\frac{\partial}{\partial t} C = -\bar{u} \cdot \frac{\partial}{\partial x} C \quad \text{Gl. 60}$$

Gültig ist diese Hypothese nur dann, wenn die Geschwindigkeitsschwankungen wesentlich kleiner als die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sind (Hinze, 1975). Bildlich gesprochen heißt es, daß die turbulente Strömung das bestehende Wirbelfeld während des Transportes nicht verändert, daß eben die Turbulenz „eingefroren“ ist

$$\sqrt{u'^2} \ll \bar{u} \quad \text{Gl. 61}$$

Lin (1953) beweist, daß die Taylor-Hypothese ungültig ist, falls größere Beschleunigungsterme, die durch Scherung verursacht werden, vorhanden sind. Anhand der Wirbelstärke zeigt Sternberg (1967) allgemein für Scherströmungen, und insbesondere für Grenzschichten, daß die sogenannte Wirbeltransportgeschwindigkeit sich von der mittleren, örtlichen Strömungsgeschwindigkeit unterscheidet. Auch Townsend (1976, S.66f) schreibt, daß die Taylor-Hypothese in Grenzschichten nicht erfüllt ist.

Goldschmidt et al. (1981) weisen auf drei verschiedene Definitionen der Wirbeltransportgeschwindigkeit in der Literatur hin (Anhang 6.4, S.A11), die die folgende, recht einfache Methode zur Ermittlung von u_c verwenden. Die Methode besteht darin, eine Raum-Zeit-Korrelation (mit variablem Abstand Δx und variabler Zeit $\tau = \Delta t$) mit zwei Sonden (in Strömungsrichtung liegend - Abstand $\Delta x = \eta$) zu messen, um anschließend die Zeit τ_m zu bestimmen, bei der die maximale Korrelation erreicht wird $\partial R(\eta, \tau) / \partial \tau = 0$. Der Quotient beider Größen wird als Wirbeltransportgeschwindigkeit definiert (Abb. 76, S.A12):

$$u_c = \frac{\eta}{\tau_m} \quad \text{Gl. 62}$$

Für die Bestimmung der integralen Längenmaßstäbe aus integralen Zeitmaßstäben kann nun exakt

$$L_{mix} = u_c \cdot T_{ux} \quad \text{Gl. 63}$$

geschrieben werden. Favre (1965) charakterisiert die Wirbeltransportgeschwindigkeit als die Geschwindigkeit, die die Energie der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen transportiert, im Gegensatz zum Massetransport mit der mittleren Geschwindigkeit des strömenden Fluids.

Favre et al. (1958, S.350f) vergleichen Messungen zur Raum-Zeit-Korrelation in turbulenten Grenzschichten über hydraulisch glatten Platten und formulieren, daß oberhalb von 6% der Grenzschichtdicke die Taylor-Hypothese erfüllt ist, obwohl die Diagramme eine andere interessante Aussage gestatten, die später durch Favre präzisiert wird (siehe Abb. 33). Die Autoren vergleichen

1- und 2-Punkt-Korrelationsfunktionen in einem Diagramm, indem die Abszisse durch $\tau = \Delta x / \bar{u}$ normiert wird. Die 1-Punkt-Korrelation liefert in Bodennähe kleinere Werte als die 2-Punkt-Korrelation. In einer Höhe von etwa 24% der Grenzschichtdicke verlaufen beide Kurven deckungsgleich. Oberhalb dieser Höhe kehrt sich das Verhalten am Boden um. Die 1-Punkt-Korrelation liefert nun größere Werte als die 2-Punkt-Korrelation.

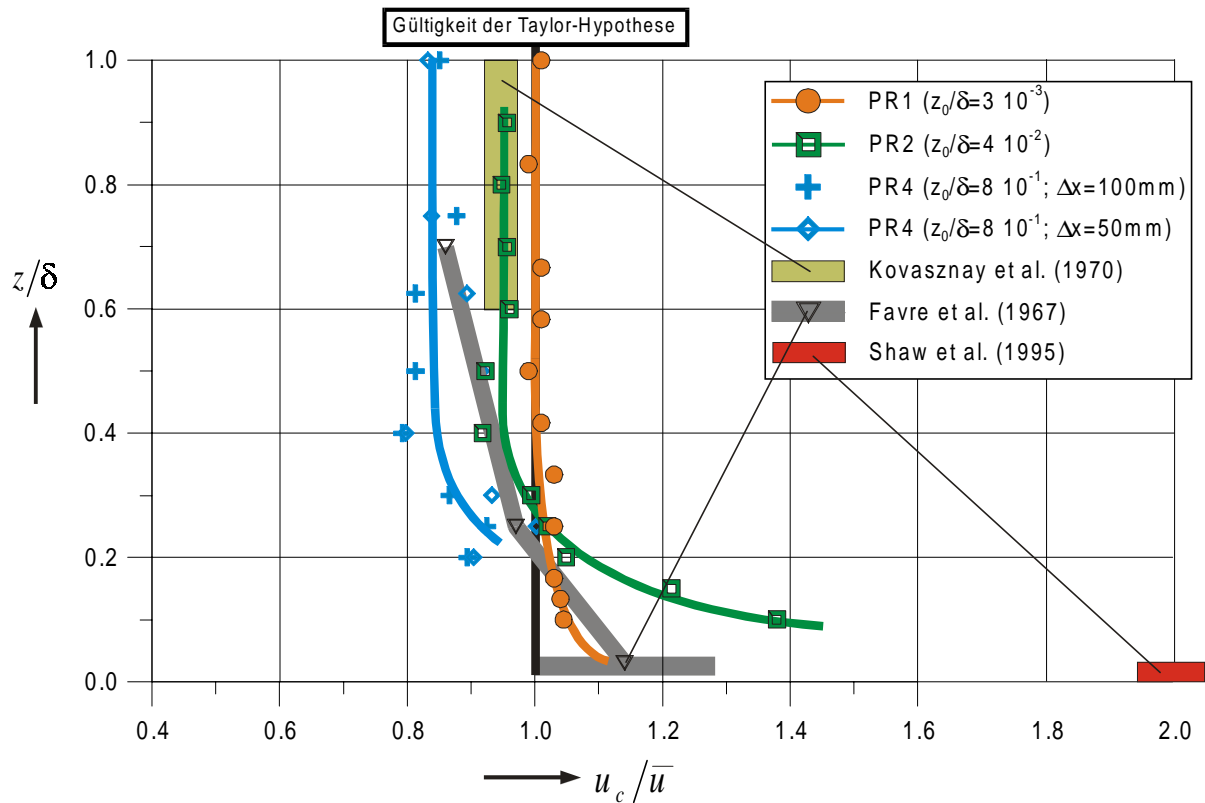


Abb. 33 – Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren lokalen Strömungsgeschwindigkeit als Funktion der Grenzschichthöhe. Der Parameter ist die Rauheitslänge. Dargestellt sind eigene Messungen und Ergebnisse aus der Literatur (Goldschmidt et al. 1981).

Umfangreiche Messungen wurden zu dieser Problematik durchgeführt (Überblick in Goldschmidt et al. 1981). Den Vergleich zwischen Ergebnissen aus der Literatur für die Grenzschichtströmung (in der hier verwendeten Definition der Wirbeltransportgeschwindigkeit) und aus den eigenen Experimenten zeigt Abb. 33. Es ist eine gute qualitative Übereinstimmung der eigenen Messungen mit Kovasznay et al. (1970) und mit Favre et al. (1967, hydraulisch glatte Plattenströmung) festzustellen.

Für das Verhältnis $u_c/\bar{u} > 1$ in Bodennähe findet man eine Bestätigung auch in Shaw et al. (1995, aus Raupach et al. 1996). Die Autoren ermittelten Wirbeltransportgeschwindigkeiten von $u_c/\bar{u} \approx 2$ innerhalb der Rauigkeitsschicht turbulenter Grenzschichten.

Sieht man vom Einfluß der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 ab, so ist der in der Abb. 34, aus Abb. 33 abgeleitete Verlauf typisch für das Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit bezogen auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u_c/\bar{u} , dargestellt über der Höhe. In Bodennähe ist das Verhältnis wesentlich größer als 1 und wird mit wachsender Höhe kleiner. In einer Höhe von etwa 20% bis 30% der Grenzschichtdicke ist das Verhältnis 1, das heißt die Taylor-Hypothese ist erfüllt. Oberhalb davon nimmt das Verhältnis bei größeren Rauigkeiten, wie Abb. 33 zeigt, weiterhin ab, bis es dann ab einer Höhe von 40% der Grenzschichtdicke annähernd konstant bleibt.

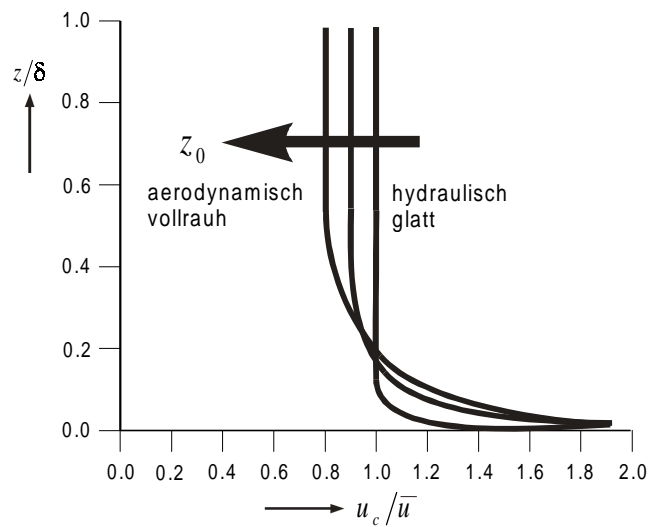


Abb. 34 – Typischer Verlauf für das Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Höhe

In der Annahme, daß dem wandfernen Bereich der Grenzschicht größere Wirbel und dem wandnahen Gebiet kleinere Wirbel zuzuordnen sind, kann aus Abb. 33 beziehungsweise Abb. 34 geschlußfolgert werden, daß sich große Wirbel im Strömungsfeld langsamer vorwärts bewegen gegenüber kleineren Wirbeln. Letztere pflanzen sich wesentlich schneller als die örtliche mittlere Strömungsgeschwindigkeit fort. Diese Aussage deckt sich mit der Anmerkung von Fisher und Davies (1964), die auf eine Frequenzabhängigkeit der Wirbeltransportgeschwindigkeit mit derselben Tendenz in ihrer Arbeit hinweisen.

2.6.4 Euler'sche Zeit- und Längenmaßstäbe

2.6.4.1 Maßstäbe aus Korrelation in Strömungsrichtung

Die Euler'schen Zeit- und Längenmaßstäbe wurden im Experiment als Funktionen der Höhe für alle vier Typen von Rauigkeiten gewonnen. Die Zeitmaßstäbe, als Ergebnis der Autokorrelationsmessung, wurden nach der typischen Vorgehensweise in der Praxis, das heißt mit der Grenzschicht-

dicke δ und der mittleren Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ in der Höhe z (unter Voraussetzung der Taylor-Hypothese), normiert:

$$\frac{L_{ux}}{\delta} = \frac{T_{ux} \cdot \bar{u}}{\delta} \quad \text{Gl. 64}$$

Im folgenden werden alle integralen Längenmaßstäbe in der Hauptströmungsrichtung durch beide Methoden, der 1-Punkt- und 2-Punkt-Korrelation, miteinander verglichen. Beide Werte werden durch den Index der Geschwindigkeit unterschieden, d.h. L_{ux} (1-Punkt-Korrelation) und L_{uux} (2-Punkt-Korrelation). Ferner werden die Meßergebnisse der 2-Punkt-Korrelation in der lateralen und vertikalen Richtung für die Rauigkeit PR3 präsentiert.

Der am häufigsten anzutreffende integrale Längenmaßstab ist der für die Geschwindigkeitskomponente der Hauptströmungsrichtung L_{ux} . Typisch ist dabei der Verlauf in Abb. 35 (links). Mit wachsender Höhe wird der Längenmaßstab L_{ux} (1-Punkt-Korrelation) größer bis zu einer Höhe von etwa 15%, in der ein lokales Maximum vorliegt. Zwischen 30% und 70% der Grenzschichtdicke verbleibt er dann annäherungsweise konstant mit $L_{ux}/\delta \cong 0,55$. Oberhalb davon nimmt L_{ux} bis zum Grenzschichtrand leicht ab, auf etwa $L_{ux}/\delta \cong 0,45$.

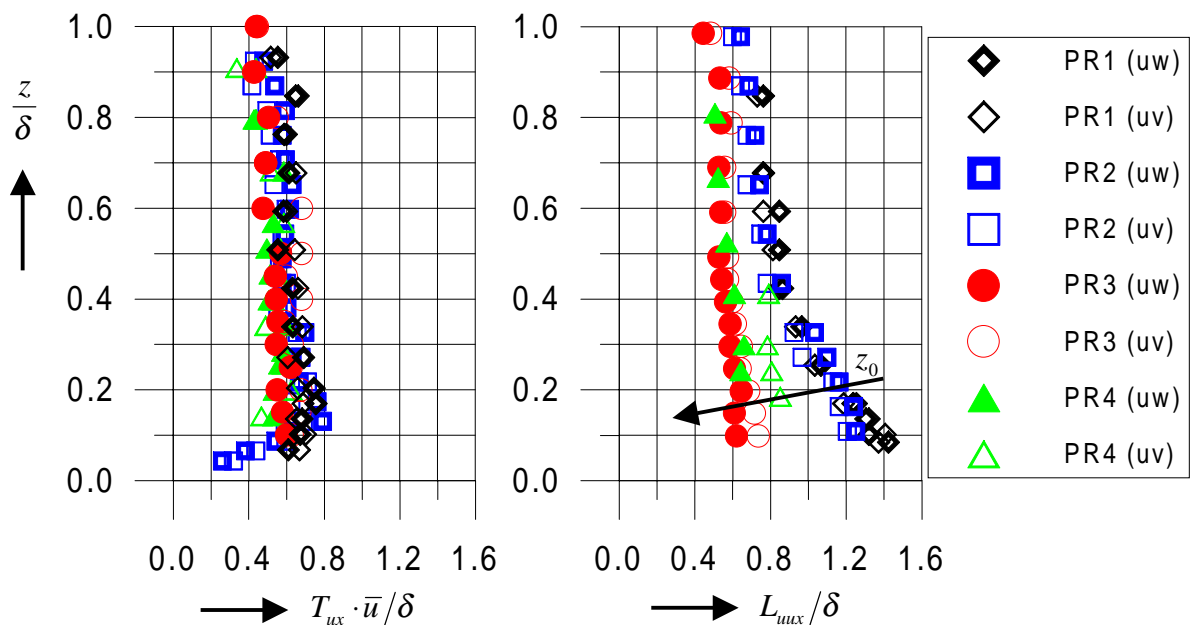


Abb. 35 – Integraler Längenmaßstab (u -Komponente der Geschwindigkeit, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauen Plattengrenzschichten. Die in der Legende benutzte Bezeichnung uw bzw. uv drückt die Ausrichtung der X-Sonde in der x,z - bzw. x,y -Ebene aus.

Völlig anders ist dagegen die Verteilung des integralen Längenmaßstabs L_{ux} aus der 2-Punkt-Korrelation aus (Abb. 35, rechts). In Bodennähe weist sowohl die hydraulisch glatte Platte (Rauhigkeit PR1) als auch die Rauhigkeit aus dem Übergangsgebiet (Rauhigkeit PR2) wesentlich größere integrale Längenmaße gegenüber den Maßstäben aus der 1-Punkt-Korrelation auf. Die beiden größeren Rauhigkeiten zeigen in derselben Höhe geringfügig größere Werte für L_{ux} als das Pendant aus der 1-Punkt-Korrelation. Bis zum Grenzschichtrand verringern sich die integralen Maßstäbe L_{ux} der verschiedenen Rauhigkeiten ähnlich wie die Werte aus der 1-Punkt-Korrelation.

In der Literatur sind fast ausschließlich Vergleichswerte aus 1-Punkt-Korrelationsmessungen vorzufinden (unter anderem Antonia & Luxton 1971a und 1971b, Liedtke 1992, Wilson 1997). Über den äußeren Bereich (engl. „Outer Layer“) der Grenzschicht existieren unterschiedliche Befunde. Antonia & Luxton (1971a) verweisen auf einen Abfall oberhalb 60%, der ihrer Meinung nach als Einfluß des intermittierenden Signalverhaltens auf die Korrelationsmessung zu werten ist. Die gleichen Autoren geben weitere Resultate an (Antonia & Luxton, 1971b), nach denen der Längenmaßstab bis zum Grenzschichtrand konstant ist. Die Messungen von Liedtke (1992) wurden in einer künstlich verdickten Grenzschicht, wie sie zur Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht angewendet wird, durchgeführt. Hier ist ebenfalls ein Abfall des Längenmaßstabs zum Grenzschichtrand festzustellen. Ferner erkennt man in der Arbeit von Liedtke für die glatte Platte größere Maßstäbe als für die raue Platte nahe am Boden. Antonia & Luxton (1971a) zeigen dasselbe Verhalten für Messungen über glatten und rauhen Wänden, daß der Längenmaßstab L_{ux} in Bodennähe größere Werte für glatte als für raue Wände aufweist. Auch Chowdhury (1966, aus Antonia & Luxton 1971b) bestätigt diese Erkenntnis; er realisierte 2-Punkt-Korrelationen in nur einer Höhe der Grenzschicht, nämlich $z/\delta = 2,3\%$ sowohl über glatter als auch sandrauher Oberfläche.

Sehr große Längenmaßstäbe (mittels der Halbe-Varianz-Methode, siehe S.55) sind in der Natur (Küstenregionen) in einer Höhe von $z = 43\text{m}$ gemessen worden (Petersen et al. 1998). Die Häufigkeitsverteilung des integralen Längenmaßstabs L_{ux} (Ergebnis der zahlreichen Messungen) zeigt eine Schiefverteilung mit einem Maximum bei 500m bis 600m und einen Mittelwert von rund 1000m. Wird die Grenzschichtdicke mit 500m bis 1000m angenommen, so ergeben sich Vergleichswerte von $L_{ux}/\delta \approx 0,5 \dots 2$ in einer Höhe von rund $z/\delta \approx 10\%$ (Frandsen et al. 1996). Die Autoren führen fort, daß in einer Höhe von 15m ähnliche Werte vorliegen; erst in 7m Höhe sind die Längenmaßstäbe signifikant kleiner.

Für den näherungsweise konstanten Wert $L_{ux}/\delta = 0,55$ (siehe Abb. 35) zwischen 30% und 70% streuen die Angaben in der Literatur für Labormessungen im Bereich von $L_{ux}/\delta = 0,30$ bis $0,40$ (siehe Tabelle 5).

Tabelle 5 – Integraler Längenmaßstab außerhalb der Prandtl-Schicht, d.h. innerhalb der äußeren Schicht

Quelle	L_{ux}/δ	Erläuterung
Klebanoff & Diehl (1951, aus Antonia & Luxton 1971b)	0,37	
Bradshaw & Ferriss (1965, aus Antonia & Luxton 1971b)	0,37	
Liu et al. (1966, aus Antonia & Luxton 1971b)	0,30	Maßstab aus Spektrum ermittelt
Antonia & Luxton (1971a)	0,40	
Antonia & Luxton (1971b)	0,36	Maßstab aus 1-Punkt-Korrelation
Liedtke (1992)	0,38	glatte Platte
	0,30	mittlere Rauigkeit
	0,35	größere Rauigkeit

Diesbezüglich wurden die eigenen Ergebnisse kritisch überprüft. Als Ergebnis sind drei wichtige Aspekte zu nennen.

Erstens, die integralen Längenmaßstäbe L_{ux} , die aus der spektralen Energiedichteverteilung der Turbulenzenergie ermittelt wurden (Berechnung nach Gl. 56, S.57), sind deutlich ungenauer, da die Lage des Energiemaximums (entsprechend Abb. 51, S.85, und Abb. 27, S.57) visuell schwer zu identifizieren ist.

Der zweite Gesichtspunkt ist die unsichere Definition der Grenzschichtdicke δ . Für laminare Grenzschichten ist durch das parabelförmige Geschwindigkeitsprofil die Grenzschichtdicke klar definiert als die Höhe, in der die Geschwindigkeit 99% des Wertes der Außenströmung entspricht. Mit derselben Definition, jedoch einem wesentlich völligeren Geschwindigkeitsprofil, ist man in turbulenten Strömungen konfrontiert. Deshalb führen gerade kleinere Meßungenauigkeiten am Grenzschichtrand zu einer stark fehlerbehafteten Grenzschichtdicke. Die den hier vorgestellten Experimenten zugrunde liegenden Grenzschichtdicken wurden mit Hilfe des Coles-Ansatzes (Gl. 16, S.23) bestimmt, dessen Grenzschichtdicke δ_c eine maximale Abweichung von $\pm 2,5\%$ hinsichtlich der 99%-Definition im untersuchten Rauigkeitsbereich von $0,0001 < z_0/\delta < 0,01$ aufweist.

Der dritte und entscheidende Einflußfaktor betrifft die Meßzeit bzw. den Einsatz von Hochpaßfiltern, was bereits im Abschnitt 2.6.2.1 (S.56) ausführlich diskutiert wurde. Bereits erwähnt wurde die Messung von Antonia & Luxton (1971a), die ein Hochpaßfilter mit einer Grenzfrequenz von

12,5Hz einsetzen. Eine Abschätzung ergab, daß der Längenmaßstab bei Einsatz dieses Filters um fast 40% unterschätzt wird (siehe Abb. 28, S.58). Demnach wäre bei Vermeidung der Hochpaßfilterung in 30% der Grenzschichthöhe ein integraler Längenmaßstab von $L_{ux}/\delta = 0,67$ vorzufinden, ähnlich den eigenen Messungen (siehe Abb. 35). Liedtke (1992) ist zu entnehmen, daß durch gewählte Zeitkonstanten maximale Wirbelgrößen, die der 7- bzw. 8-fachen Grenzschichtdicke (Strömungsgeschwindigkeit 2 bzw. 3m/s) entsprechen, durch die 1-Punkt-Korrelationsmessung erfaßt werden. Auch hierbei werden noch geringfügige Energieanteile größerer Wirbel unterschlagen. Die turbulente Grenzschichtströmung von Liedtke (1992) stellt jedoch aufgrund ihrer Erzeugung eine Besonderheit dar, da bislang keine vergleichenden Aussagen über integrale Längenmaßstäbe zwischen natürlich gewachsenen und künstlich verdickten Grenzschichten bekannt sind.

Ein Hinweis über Abmessungen von Strömungsstrukturen (Lambda-Wirbel) beim Transitionsvorgang (Übergang laminar turbulent) in einer Plattengrenzschicht ist Knörnschild (1998) zu entnehmen. Die Ausdehnung der Wirbel in Strömungsrichtung entspricht etwa der zehnfachen Grenzschichtdicke. Ähnliche Aussagen sind auch in Fischer (1994) zu finden. Daß derartige langgestreckte Strukturen auch in turbulenten Rohrströmungen auftauchen, wird von Dinkelacker (1989) erwähnt. Erstmalig wurden Strömungsstrukturen in einer turbulenten Rohrströmung über 26 Rohrradien stromauf und über 22 Rohrradien stromab von Sieber (1987) beobachtet. Demzufolge ist dem Einsatz von Hochpaßfiltern bzw. der Meßzeit besondere Sorgfalt zu widmen.

Die wohl größte Diskrepanz besteht in den unterschiedlichen Aussagen zum Längenmaßstab aus der 1- und 2-Punkt-Korrelation in Bodennähe. Die Ursache ist auf die Verletzung der Taylor-Hypothese beim Längenmaßstab $L_{ux} = \bar{u} \cdot T_{ux}$ zurückzuführen. Statt der mittleren Geschwindigkeit ist die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c für den Übergang vom Zeit- zum Längenmaßstab zu benutzen (siehe auch Abschnitt 2.6.3, Gl. 63, S.63). Untersuchungen von Shaw et al. (1995, aus Raupach et al. 1996, S.362ff.) zeigen im Bereich von Rauigkeiten und oberhalb davon, daß die Längenmaßstäbe der 2-Punkt-Korrelation etwa doppelt so groß gegenüber denen der 1-Punkt-Korrelation sind. Raupach et al. (1996) beschäftigen sich mit kohärenten Strukturen innerhalb und über der Vegetation in der atmosphärischen Grenzschicht. Die Autoren machen kohärente Wirbelstrukturen für den erheblichen Unterschied zwischen den Längenmaßstäben L_{ux} und L_{uux} verantwortlich und verweisen auf visuelle Befunde von Inoue (1955), Finnigan (1979a,b) und Zhang et al. (1992, aus Raupach et al. 1996, S.359/362), aus denen eine deutlich größere Wirbeltransportgeschwindigkeit gegenüber der mittleren Geschwindigkeit hervorgeht. Kline & Robinson (1990, aus Raupach et al. 1991, S.18) identifizieren unterschiedliche Typen von

Strukturen (engl. „Organised Motion“ oder „Coherent Structure“) über glatten Oberflächen. Der Übersichtsartikel von Raupach et al. (1991) zeigt, welche von den über glatten Oberflächen gefundenen Strukturen in rauen Grenzschichten vorzufinden sind (u.a. „Ejections & Sweeps“ und „Ramp-Jump (Saw-Tooth) Structure“).

Zur Vorstellung typischer Wirbelstrukturen der turbulenten Strömung in einer hydraulisch glatten Grenzschicht dient Abb. 36 (nach Hinze 1975). Ähnliche bildhafte Modelle wurden auch von Robinson (1991) und Raupach et al. (1989, aus Högström & Bergström 1996) vorgestellt.

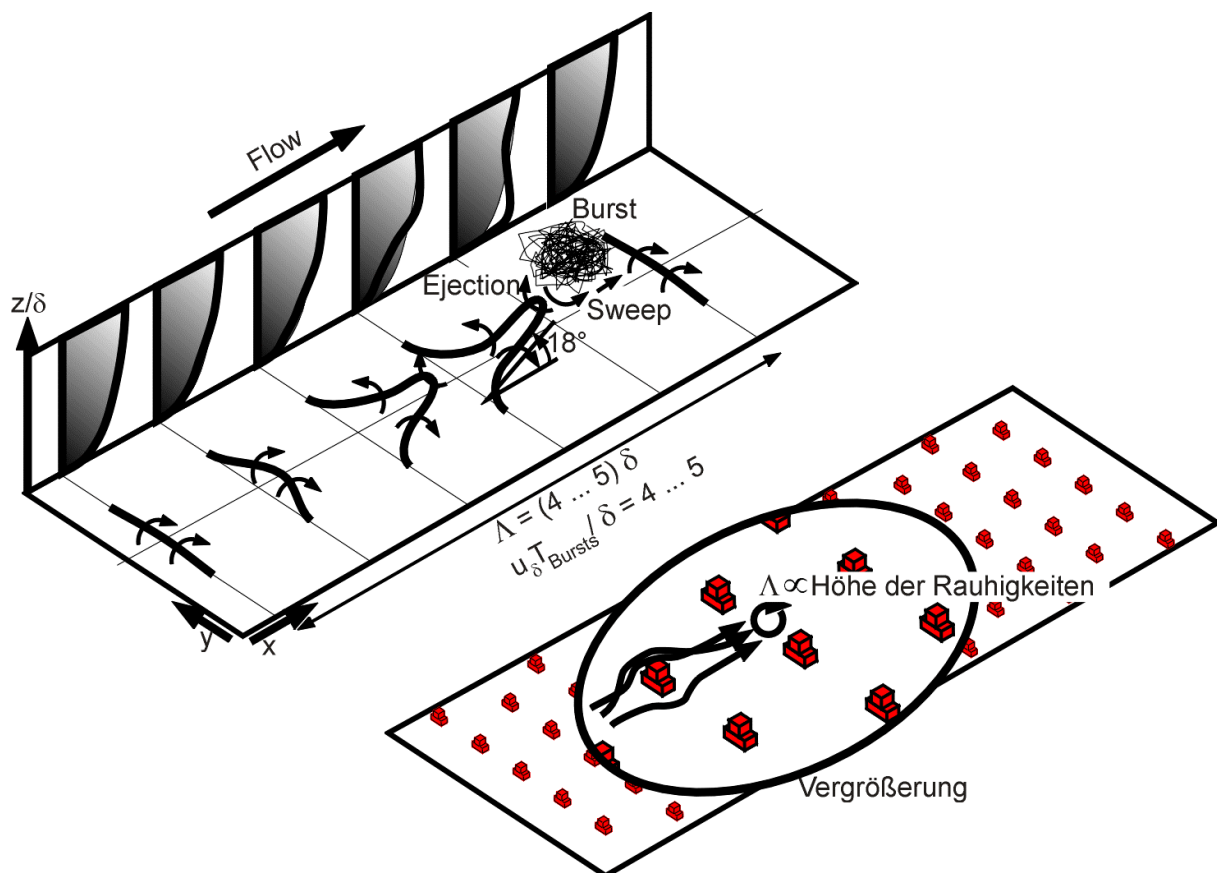


Abb. 36 – Die obere Abbildung zeigt ein Modell zur Entstehung der Turbulenz innerhalb einer hydraulisch glatten Grenzschicht (oben, nach Hinze 1975, S. 683). Die untere Abbildung deutet die zusätzliche Strömung (Umströmung von Einzelhindernissen) innerhalb einer aerodynamisch vollrauen Grenzschicht an. Oberhalb davon bilden sich ebenfalls kohärente Strukturen aus, ähnlich wie über der hydraulisch glatten Grenzschicht.

In der Abb. 36 (oben) ist der Neigungswinkel der Ebene eingezeichnet, mit denen sich kohärente Strukturen stromabwärts bewegen. Bei der Strömungsvisualisierung werden die Flanken, die man als Strähnen (engl. „Streaks“) bezeichnet, derartiger Lambda-Wirbel (auch Hufeisenwirbel) sichtbar. Man kann sich leicht vorstellen, daß Bodenrauigkeiten eine Ausbildung der Flanken (engl. „Streaks“) verhindern, beziehungsweise stark einschränken (Raupach et al. 1991). Die Rauigkeiten geben ferner diesen Strukturen einen Aufwärtsimpuls, so daß der Neigungswinkel für raue Platten größer werden muß. Diese Anschauung wird durch die Messungen zum Neigungswinkel im

Abschnitt 2.4.5 (S.43) bestätigt. Dort wurde für aerodynamisch vollrauhe Platten ein größerer Neigungswinkel registriert als für hydraulisch glatte Oberflächen.

Hinze (1975, S.687f) führt 2-Punkt-Korrelationsmessungen von Kovasznay et al. (1970, aus Hinze 1975) im äußeren Teil der Grenzschicht an, die einzelne, dreidimensionale Ausbuchtungen mit einem Seitenverhältnis von 2:1 (longitudinal zu lateral bzw. vertikal) feststellten. Die charakteristische Dimension variiert dabei zwischen $0,5 \dots 1 \cdot \delta$. Diese Ausbuchtungen sind rein zufällig, aber dennoch ähnlich, und sind vermutlich das Resultat von Ausbrüchen (Zerplatzen der Lambda-Wirbel - „Bursts“) mit einem typischen Durchmesser von $0,5 \cdot \delta$.

Unter Berücksichtigung der Aussagen von Raupach et al. (1991 und 1996), daß die integralen Längenmaßstäbe innerhalb der Rauigkeiten mit der Rauigkeitshöhe verknüpft sind, „löst“ sich der Widerspruch in Counihan (1975, S. 883f) für die atmosphärische Grenzschicht. Dort steht der Annahme verschiedener Wissenschaftler, daß größere Rauigkeiten größere integrale Längenmaßstäbe produzieren, der gegensätzliche experimentelle Befund gegenüber.

Am Boden aerodynamisch vollrauer Grenzschichtströmungen muß die Umströmung von Einzelhindernissen berücksichtigt werden (siehe Abb. 36 unten). Die ablösenden Wirbel besitzen dabei etwa dieselbe Größenordnung wie die Höhe der Rauigkeiten. Oberhalb der Rauigkeiten entfalten sich, wie über glatten Platten, kohärente Strukturen, deren integrale Längenmaßstäbe mit denen in der Rauigkeitsschicht verschmelzen. Demzufolge bilden sich über weniger rauhen Oberflächen kohärente Strukturen näher am Boden aus als in Grenzschichtströmungen über wesentlich größeren Rauigkeiten. Das heißt, über rauheren Oberflächen sind in Bodennähe kleinere integrale Längenmaßstäbe anzutreffen gegenüber weniger rauhen Grenzschichten (siehe Abb. 37).

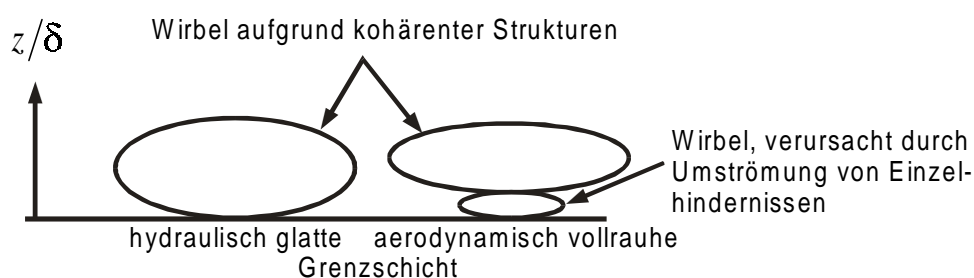


Abb. 37 – Skizze zum Unterschied der Wirbelgröße innerhalb hydraulisch glatter und aerodynamisch vollrauer Grenzschichten

In der Abb. 38 ist der integrale Längenmaßstab der vertikalen Geschwindigkeitskomponente L_{wx} als Funktion der Höhe und in Abhängigkeit der Rauigkeit dargestellt. Wiederum zeigt die linke Abbildung die Ergebnisse der 1-Punkt-Korrelation L_{wx} , die rechte Abbildung das Pendant der 2-

Punkt-Korrelation L_{wx} . Die Werte für L_{wx} (linke Abbildung) nehmen mit wachsender Höhe zu. Zwischen $20\% < z/\delta < 70\%$ liegt ein konstanter Wert von $L_{wx}/\delta = 0,15$ vor.

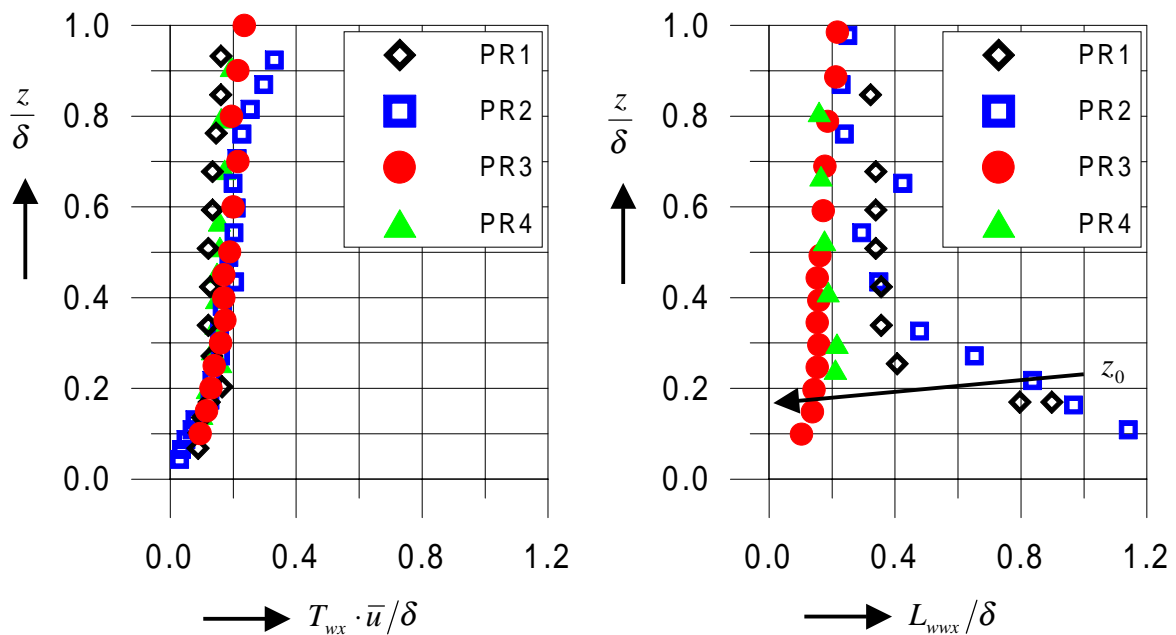


Abb. 38 – Integraler Längenmaßstab (vertikale Geschwindigkeitskomponente, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten

Darüber hinaus steigt der Wert bis zum Grenzschichtrand weiter an. Die Werte der 2-Punkt-Korrelation zeigen für die größte Rauigkeit ein ähnliches Verhalten, obgleich der Betrag etwas geringer gegenüber dem Maßstab der 1-Punkt-Korrelation ist. Wiederum weist in Bodennähe der integrale Maßstab für die hydraulisch glatte Platte (Rauigkeit PR1) und die Rauigkeit aus dem Übergangsgebiet (Rauigkeit PR2) ein völlig anderes Verhalten auf. Hier ergeben sich Längenmaßstäbe L_{wwx} , die sich um eine ganze Größenordnung von denen der 1-Punkt-Korrelation unterscheiden $L_{wwx}/L_{wx} \approx 10$. Der Maßstab L_{wwx} nimmt mit weiterer Grenzschichthöhe bis etwa $z/\delta = 40\%$ stark ab, ist jedoch immer noch doppelt so groß gegenüber den Maßstäben der größeren Rauigkeiten.

Eine Höhenabhängigkeit des integralen Längenmaßstabs $L_{wx} \propto z$ (1-Punkt-Korrelation) leitet Pasquill (1961b aus Counihan 1975) aus Feldmessungen ab. Daß diese Abhängigkeit bis etwa 20% der Grenzschicht reicht und dann ein konstanter Wert vorliegt, schlagen Lumley & Panofsky (1964) und Pritchard (1966a,b aus Counihan 1975) ebenfalls für die atmosphärische Grenzschicht vor. Das lineare Anwachsen mit der Höhe wird von zahlreichen Autoren angegeben (u.a. Teunissen 1970, Counihan 1975, Liedtke 1992). Neben der bereits genannten Höhenabhängigkeit zeigt der Vergleich von Wilson (1997) zwischen Naturmessungen (Lenschow & Stankov 1986, aus Wilson

1997), einer Large-Eddy-Simulation und theoretischen Ansätzen ab einer Höhe von etwa 20% konstante Werte für L_{wx} . Die Naturwerte stimmen dabei recht gut mit den Ergebnissen der 1-Punkt-Korrelationsmessung überein. In der künstlich verdickten Grenzschicht (Liedtke, 1992) ist für den neutralen Schichtungszustand auch oberhalb von 20% der Grenzschichtdicke ein Anwachsen des integralen Längenmaßstabs L_{wx} , wenn auch geringer als in Bodennähe, festzustellen.

Wiederum sind kohärente Wirbelstrukturen die Ursache für die große Diskrepanz zwischen den integralen Längenmaßstäben L_{wx} und L_{wvx} der hydraulisch glatten Platte und der Platte mit einer Rauigkeit aus dem Übergangsgebiet (Rauigkeit PR2, siehe Text zu L_{ux} und Abb. 36, S.70).

Die Abb. 39 zeigt die integralen Längenmaßstäbe L_{vx} (1-Punkt-Korrelation) und L_{vwx} (2-Punkt-Korrelation) der lateralen Geschwindigkeitskomponente. Zwar sind die Beträge von L_{vwx} größer als L_{vx} , jedoch sind in Bodennähe nicht derartig große Unterschiede wie für die Maßstäbe der anderen Geschwindigkeitskomponenten zu erkennen.

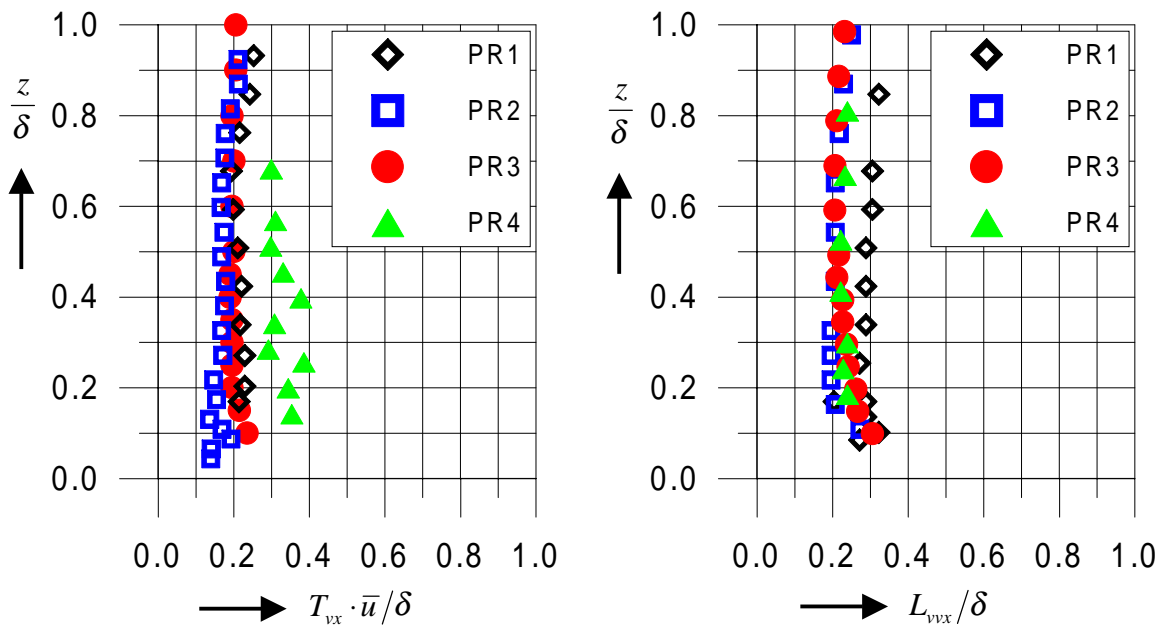


Abb. 39 – Integraler Längenmaßstab (laterale Geschwindigkeitskomponente, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten

Die Abb. 40 bis Abb. 42 zeigen die Verhältnisse der integralen Maßstäbe zueinander. Wie zu erwarten, zeigen sich hier Unterschiede zwischen der 1-Punkt-Korrelation und 2-Punkt-Korrelation, insbesondere für die hydraulisch glatte Grenzschichtströmung und die Strömung über der Rauigkeit aus dem Übergangsgebiet (Rauigkeit PR2). Ab etwa 40% der Grenzschichtdicke verhalten sich die Maßstäbe nach beiden Methoden wie $L_{ux} : L_{wx} = 3:1$ (siehe Abb. 40). Das

Verhältnis nimmt für die 1-Punkt-Korrelation ab einer Höhe von 70% der Grenzschichtdicke zum oberen Rand weiter ab.

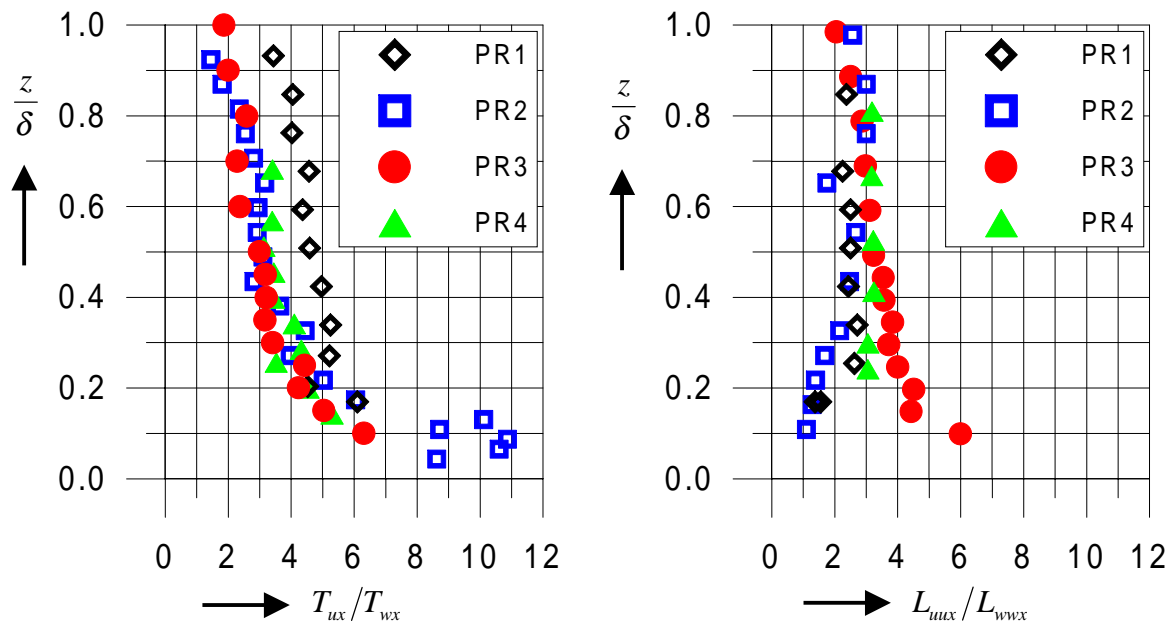


Abb. 40 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (longitudinal zu vertikal) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten

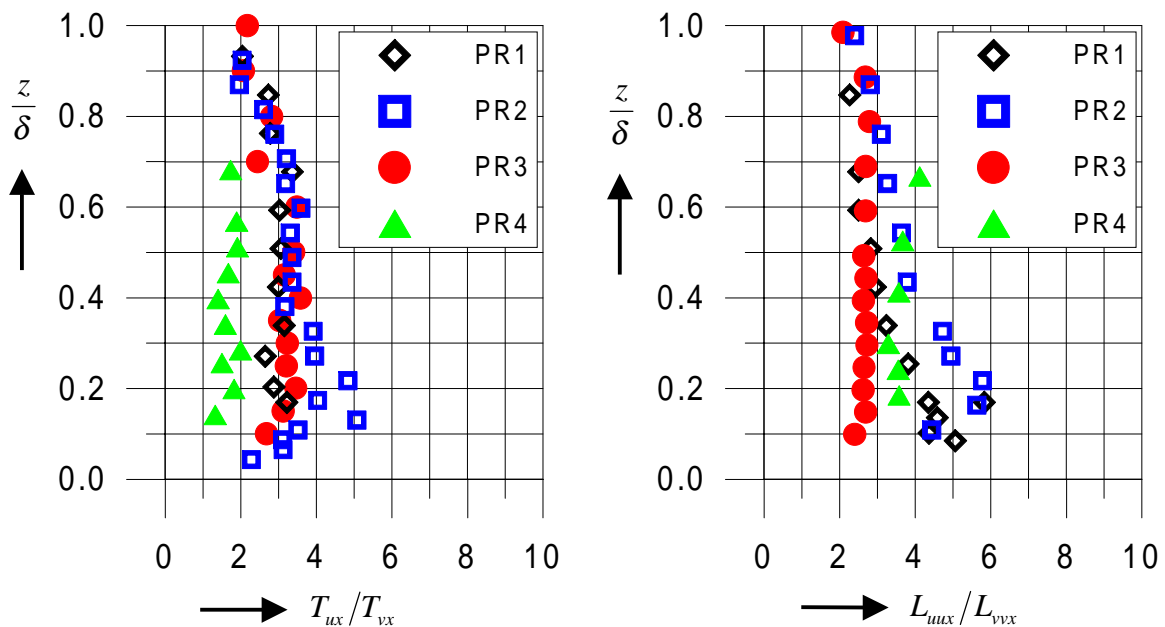


Abb. 41 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (longitudinal zu lateral) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten

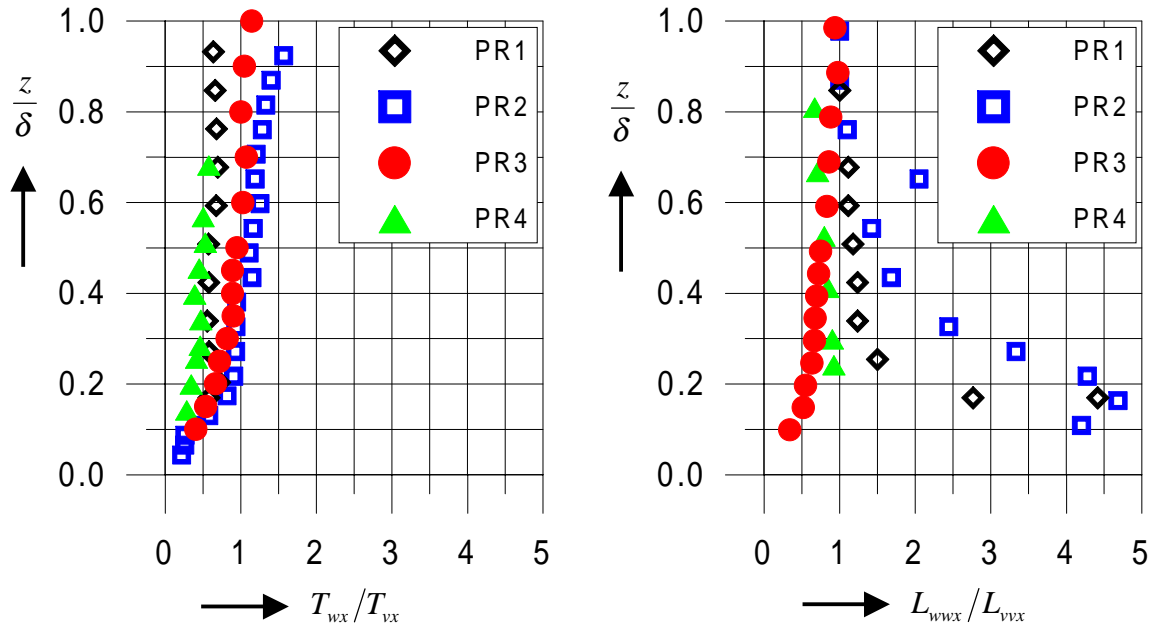


Abb. 42 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (vertikal zu lateral) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten

Abgesehen von den stark streuenden Daten in Abb. 41 zeigt das Verhältnis L_{uux}/L_{vvx} ein ähnliches Verhalten über der Grenzschichtdicke wie für L_{uux}/L_{wvx} , das heißt, der integrale Längenmaßstab der in Hauptströmungsrichtung liegenden Geschwindigkeitskomponenten L_{uux} ist etwa dreimal so groß wie der Wert für die laterale Geschwindigkeitsschwankung.

Am Grenzschichtrand nähert sich sowohl das Verhältnis L_{uux}/L_{wvx} als auch L_{uux}/L_{vvx} dem Faktor 2. Dieser Wert deckt sich mit den Darstellungen bei Hinze (1975) bezüglich der Messungen von Kovasznay (1970), der am Grenzschichtrand Strukturen registrierte, deren räumliche Ausdehnung in Strömungsrichtung etwa doppelt so groß ist wie quer dazu.

2.6.4.2 Maßstäbe aus Korrelation in wandnormaler und lateraler Richtung

Bislang wurden die integralen Längenmaßstäbe der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten auf ihren Verwandtschaftsgrad in Strömungsrichtung (Index x) untersucht. Ab hier werden nun die integralen Längenmaßstäbe in einer aerodynamisch vollrauen Grenzschichtströmung (Rauigkeit PR3) mit Hilfe der 2-Punkt-Korrelation für die Größen der vertikalen (Abb. 43) und lateralen Richtung (Abb. 44) vervollständigt. In den jeweils linken Abbildungen werden für die entsprechende Raumrichtung die Größen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten gezeigt, die rechte Abbildung stellt die Verhältnisse der Maßstäbe zueinander dar.

Der Maßstab L_{wwz} wächst oberhalb von 40% der Grenzschichtdicke bis zum Grenzschichtrand stark an. Verursacht wird dieser Zuwachs durch die bereits erwähnten kohärenten Strukturen innerhalb der Grenzschicht. Die von Raupach et al. (1991) erwähnten Strukturen, wie „Ejections & Sweeps“ und „Ramp-Jump (Saw-Tooth) Structure“, führen zu einer direkten Verbindung der Geschwindigkeitssignale zwischen der Wandschicht und dem oberen Rand der Grenzschicht.

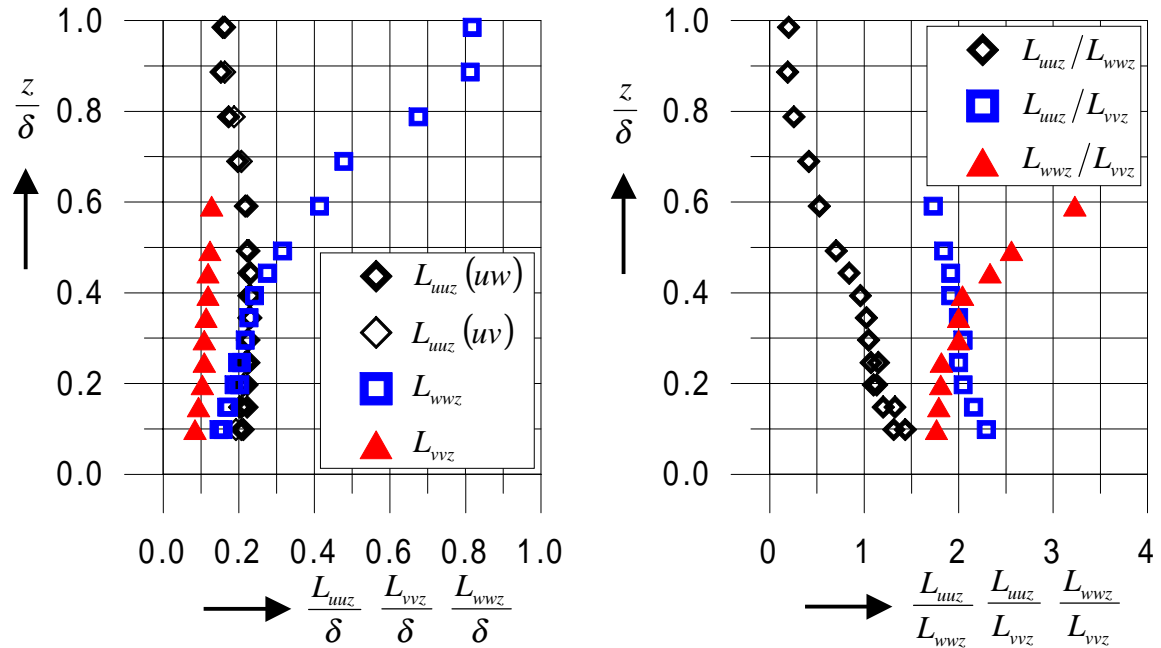


Abb. 43 – Integrale Längenmaßstäbe in vertikaler Richtung als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauigkeit PR3 (links); Verhältnisse der Maßstäbe zueinander (rechts). Die in der Legende benutzte Bezeichnung uw bzw. uv drückt die Ausrichtung der X-Sonde in der x,z- bzw. x,y-Ebene aus.

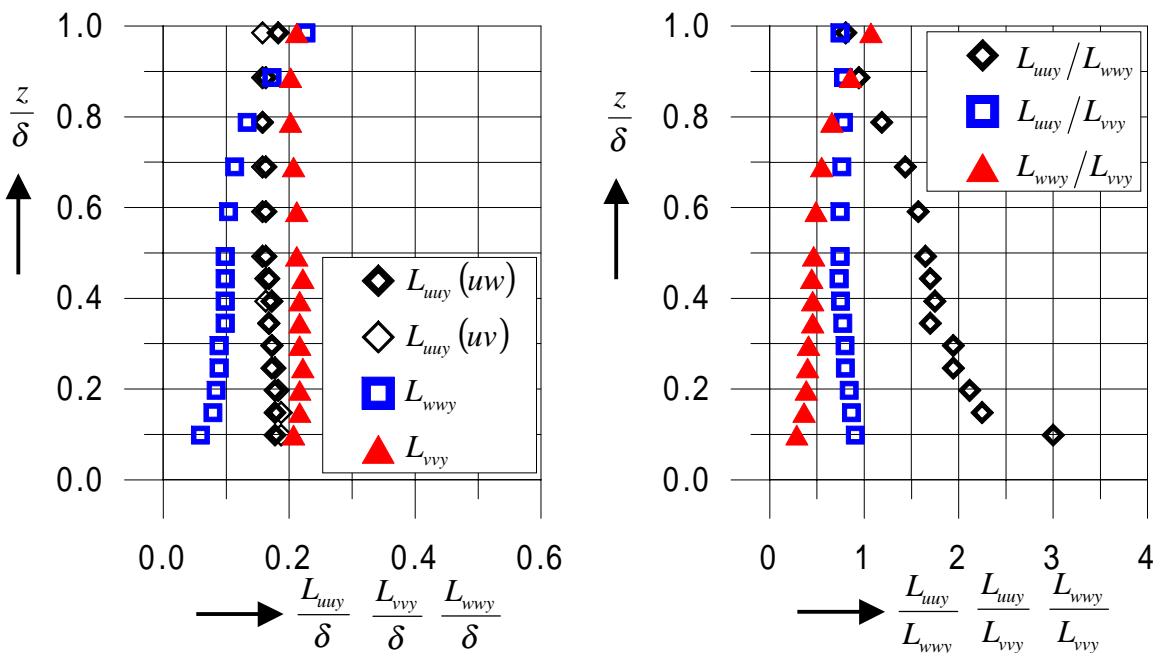


Abb. 44 – Integrale Längenmaßstäbe in laterale Richtung als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauigkeit PR3 (links); Verhältnisse der Maßstäbe zueinander (rechts). Die in der Legende benutzte Bezeichnung uw bzw. uv drückt die Ausrichtung der X-Sonde in der x,z- bzw. x,y-Ebene aus.

Die 2-Punkt-Korrelationsmessungen, die den Abb. 43 und Abb. 44 zugrunde liegen, wurden mit zwei X-Sonden aufgenommen. Um alle drei Geschwindigkeitskomponenten zu erfassen, mußten die Sonden einmal in der u,v -Ausrichtung und das andere Mal um 90 Grad gedreht in der u,v -Ausrichtung eingesetzt werden.

Die damit doppelt vorliegenden Ergebnisse für den integralen Längenmaßstab der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung wurden gut reproduziert, wie die Abb. 43 bis Abb. 45 (jeweils links) beweisen.

Der größte integrale Längenmaßstab in der lateralen Richtung ist der Maßstab der lateralen Geschwindigkeitskomponente L_{vvy} .

2.6.4.3 Vergleich der Maßstäbe in den verschiedenen Raumrichtungen

In der Abb. 45 sind die jeweils größten Maßstäbe der entsprechenden Raumrichtung zusammengetragen.

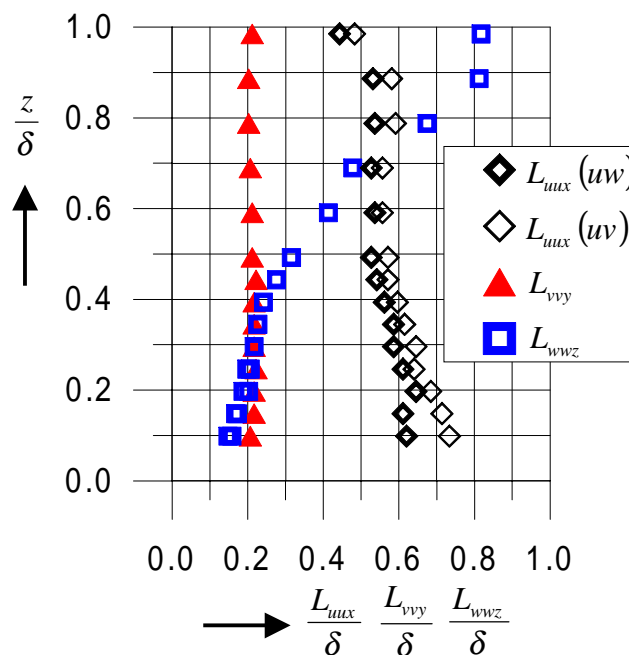


Abb. 45 – Vergleich der integralen Längenmaßstäbe als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauigkeit PR3. Die in der Legende benutzte Bezeichnung uw bzw. uv drückt die Ausrichtung der X-Sonde in der x,z- bzw. x,y-Ebene aus.

Der Vergleich zeigt, daß der integrale Längenmaßstab der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung L_{uux} in Bodennähe die größeren Werte im Vergleich zu den beiden anderen Größen L_{vvy} und L_{wwz} besitzt. Die beiden letzteren Maßstäbe sind annähernd gleich groß. Bleibt der Wert für die laterale Komponente L_{vvy} innerhalb der gesamten Grenzschicht konstant

$L_{vy}/\delta = 0,2$, so wächst, wie bereits erwähnt, der Maßstab L_{wvz} ab etwa einer Höhe von 40% der Grenzschicht stark an, bis er einen Wert von $L_{wvz}/\delta = 0,8$ am Grenzschichtrand erreicht und damit fast doppelt so groß wie der in Strömungsrichtung liegende Maßstab L_{uux} ist.

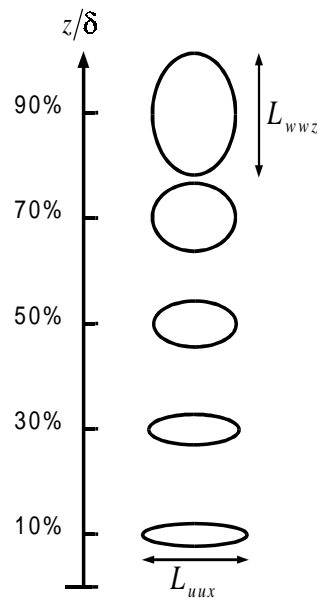


Abb. 46 – Schema zu den Größenverhältnissen der energiereichen Wirbel als Funktion der Höhe in der aerodynamisch vollrauhigen Grenzschicht (Rauigkeit PR3)

Vorausgesetzt, die integralen Längenmaßstäbe repräsentieren kohärente Strukturen in der Strömung, so sind diese als Ellipsoide innerhalb der Grenzschicht vorstellbar. In der Skizze (Abb. 46) sind Ellipsen dargestellt, deren Achsenverhältnisse die Längen der longitudinalen und vertikalen Maßstäbe widerspiegeln. Auf die Dreidimensionalität wurde verzichtet, da die wandparallele Querkomponente (y -Koordinate) über der Grenzschichthöhe nahezu konstant bleibt (siehe Abb. 45). Die Größe der skizzierten Wirbel wurde aus Zweckmäßigkeit nicht maßstabsgetreu in bezug auf die Grenzschichtdicke aufgetragen. Bemerkenswert erscheint in der Darstellung, daß die Wirbel nahe am Boden in Strömungsrichtung gestreckt sind. Dagegen sind die Wirbel am oberen Grenzschichtrand in Strömungsrichtung gestaucht. In einer Grenzschichthöhe knapp über 70% nehmen die Wirbel die Form eines Kreises in der zweidimensionalen Darstellung an. Diese Beschreibung deckt sich mit der bereits genannten Vorstellung zu den kohärenten Strukturen. Frisches, impulsreiches Material wird aus dem äußeren Bereich der Grenzschicht in die Prandtl-Schicht eingetragen (engl. „Sweeps“). Dieser Eintrag hat langgestreckte Strukturen (engl. „Streaks“) in Strömungsrichtung zur Folge, die sich langsam unter dem Neigungswinkel (Abschnitt 2.4.5, S.43ff.) von der Wand weg bewegen. Anschließend zerplatzen diese „Streaks“, wobei das nunmehr impulsschwache Material aus der Grenzschicht geschleudert (engl. „Ejections“) wird. Dieser

Auswurf wird sich hauptsächlich in wandnormaler Richtung ereignen. Das erklärt die vertikale Streckung der Wirbel in der Abb. 46.

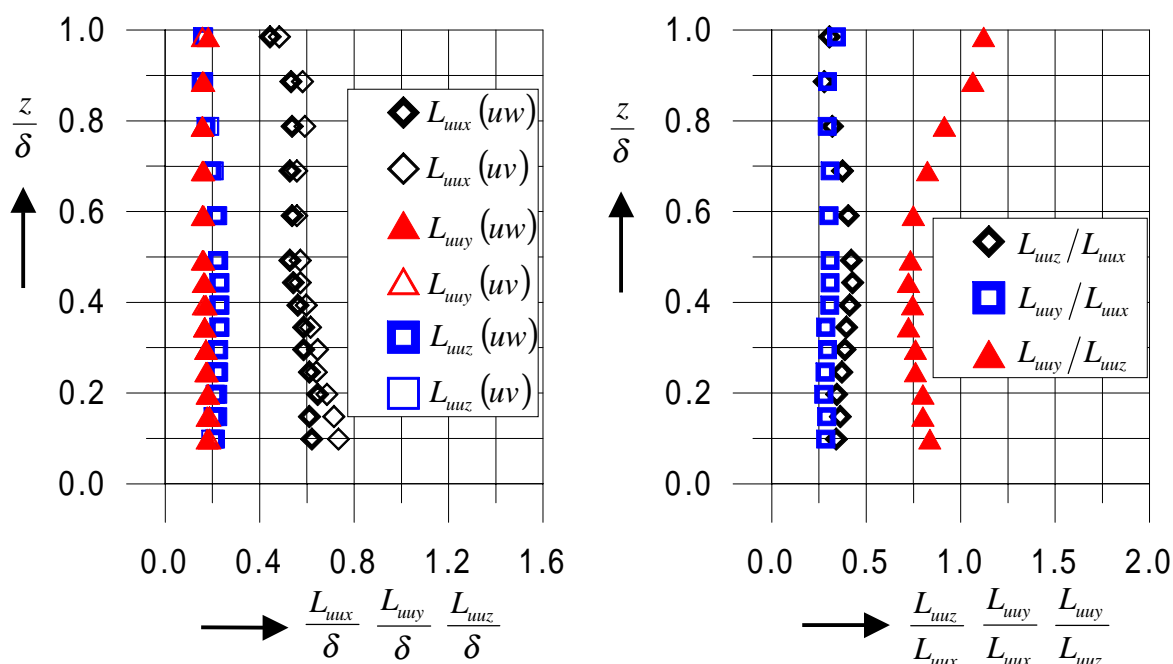


Abb. 47 – Vergleich der integralen Längenmaßstäbe (longitudinale Geschwindigkeitskomponente) als Funktion der Grenzschicht-höhe für die Rauigkeit PR3

Counihan (1975), der eine umfangreiche Literatursammlung turbulenter Eigenschaften der atmosphärischen Grenzschicht zusammen getragen hat, erwähnt ferner das Verhältnis der integralen Maßstäbe der Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung hinsichtlich der drei Raumrichtungen. Die entsprechenden Längenmaßstäbe sind in der Abb. 47 gegenübergestellt.

Die innerhalb der Grenzschicht vorliegenden anisotropen Turbulenzeigenschaften gehen mit zunehmender Höhe verloren. Harris (1971 aus Counihan 1975) schlußfolgerte, ausgehend von homogener isotroper Turbulenz, ein Verhältnis von $L_{uy} = L_{uz} = 0,5 \cdot L_{ux}$ zwischen den integralen Längenmaßstäben für die atmosphärische Turbulenz. Shiotani & Arai (1967 aus Counihan 1975) und Deacon (1971 aus Counihan 1975) geben für die Verhältnisse folgende Beziehungen an: $L_{uwy}/L_{uwx} = 0,3 \dots 0,4$ und $L_{uuz}/L_{uwx} = 0,5 \dots 0,6$, womit sich $L_{uwy}/L_{uuz} = 0,5 \dots 0,8$ ergibt. Diese Angaben wurden zum Teil durch das Experiment bestätigt (siehe Abb. 47).

2.6.5 Lagrange'scher Zeitmaßstab

Im Abschnitt 2.6 (§.53) wurde neben dem Euler'schen ein zweiter integraler Maßstab, der Lagrange'sche Zeitmaßstab, erwähnt, der durch Integration der Lagrange'schen Autokorrelationsfunktion bestimmt wird:

$$T^L = \int_0^{\infty} R^L(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 65}$$

Der Unterschied zur Euler'schen Autokorrelationsfunktion besteht darin, daß der Beobachter bei der Lagrange'schen Betrachtung mit der Strömung schwimmt. Bei der Euler'schen Anschauung wird das strömende Fluid von einem ruhenden Punkt außerhalb der Strömung beobachtet. In der Literatur wird oftmals nur ein Lagrange'scher Zeitmaßstab erwähnt. In der Euler'schen Betrachtungsweise existieren in Strömungsrichtung aber drei Zeitmaßstäbe: T_{ux}^E , T_{vx}^E und T_{wx}^E . Ausgehend davon, werden in dieser Arbeit ebenfalls drei Lagrange'sche Zeitmaßstäbe unterschieden: T_u^L , T_v^L und T_w^L .

Zur Herleitung des Lagrange'schen Zeitmaßstabs werden in der Literatur zwei Wege vorgeschlagen. Taylor (1921 aus Ley & Thomson 1983) verknüpft in seiner statistischen Theorie für homogene Turbulenz den Diffusionsparameter für den Stofftransport K_z mit der vertikalen Geschwindigkeitsschwankung σ_w und dem Lagrange'schen Zeitmaßstab T_w^L (gültig für große Quellentfernungen im Nachlauf einer Punktquelle):

$$T_w^L = \frac{K_z}{\sigma_w^2} \quad \text{Gl. 66}$$

Anschließend wird aus der Analogie zum Impulstransport angenommen (vielfach anzutreffende Annahme in der Literatur, u.a. Ley & Thomson 1983), daß der vertikale Diffusionsparameter K_z durch die turbulente Wirbelzähigkeit ν_t ersetzt werden kann. Ungeachtet dessen, daß im Abschnitt 3.4.3 (S.115ff.) die Gültigkeit dieser Annahme in Frage gestellt wird, kann für den Diffusionsparameter im unteren Bereich (Prandtl-Schicht) der Grenzschicht die Gl. 46 (S.50) eingesetzt werden. Damit ergibt sich:

$$T_w^L = \frac{\kappa \cdot u_* \cdot z}{\sigma_w^2} \quad \text{Gl. 67}$$

Häufig wird weiterhin für σ_w/u_* ein konstanter Wert in Bodennähe eingeführt (siehe auch Abschnitt 2.3.2, S.27ff.), woraus die Gl. 68 folgt:

$$T_w^L = \text{const} \cdot \frac{z}{u_*} \quad \text{Gl. 68}$$

Die Konstante reicht von 0,26 bis 0,8 entsprechend dem gewählten Verhältnis von σ_w/u_* (Reid 1979, Philip 1967, Joynt & Blackman 1976, Ley 1982). Von Durbin & Hunt (1980) wird für den Bereich oberhalb des Gültigkeitsbereiches der Gl. 67 (Prandtl-Schicht, in der Literaturstelle wird obere Grenze mit $z/\delta < 0,23$ angenommen) ein von der Höhe unabhängiger Verlauf angegeben:

$$T_w^L = \begin{cases} 0,4 \cdot z/u_* & z/\delta < 0,23 \\ 0,92 \cdot \delta/u_* & z/\delta \geq 0,23 \end{cases} \quad \text{Gl. 69}$$

Flassak et al. (1990) führen, anstatt der exakten Analogie zwischen dem Impuls- und Stofftransport (unter exakt ist hierbei eine konstante Ähnlichkeitskennzahl mit dem Wert 1 zu verstehen), die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t (Verhältnis der Diffusionsparameter zwischen Impuls- und Wärmetransport) in Gl. 66 ein. Dem Vorschlag folgend wird mit der turbulenten Schmidt-Zahl (siehe Abschnitt 3.4.3, S.115ff.) aus der Gl. 66 die Gl. 70:

$$T_w^L = \frac{V_t}{Sc_t \cdot \sigma_w^2} \quad \text{Gl. 70}$$

Die turbulente Wirbelzähigkeit wird durch den Ansatz in Gl. 45 (S.50), verknüpft mit dem Geschwindigkeitsprofil nach Coles (Gl. 16, S.23) und dargestellt in Abb. 24 (rechts, S.51), ersetzt. Für die höhenabhängige, turbulente Sc-Zahl läßt sich die Approximationsfunktion (Gl. 149, S.117) verwenden und der Verlauf der Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente kann durch Gl. 25 (S.27) substituiert werden. Die Ergebnisse sind in den Abb. 48 bis Abb. 50 dargestellt.

Der zweite Weg bedient sich der Definition des Lagrange'schen Zeitmaßstabs (Hinze 1975, S.58):

$$T_i^L = \frac{L_{iix}}{\sigma_i} \quad \text{Gl. 71}$$

Ausgehend von der Annahme, daß der Euler'sche und Lagrange'sche Längenmaßstab in Strömungsrichtung einander gleich sind, ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab T_i^L als Quotient des integralen Längenmaßstabs L_{iix} und der Geschwindigkeitsfluktuationen σ_i definiert (siehe auch S.99ff.). Der Index $i = (u \ v \ w)$ steht allgemein für die drei Geschwindigkeiten entsprechend der Raumrichtung, d.h. es existieren drei Lagrange'sche Zeitmaßstäbe. Für die wandnormale Komponente kann die Gl. 72 geschrieben werden:

$$T_w^L = \frac{L_{wwx}}{\sigma_w} \quad \text{Gl. 72}$$

Die Größen der rechten Seite wurden im Experiment gemessen (siehe Abb. 38, S.72, und Abb. 7, S.28), so daß der Lagrange'sche Zeitmaßstab berechnet werden kann. Dabei wurde der integrale Längenmaßstab, der aus der 2-Punktkorrelation folgt, berücksichtigt.

Die Ergebnisse der turbulenten Plattengrenzschichten sind in Abb. 48 bis Abb. 50 im Vergleich zur Gl. 67, Gl. 69 und Gl. 70 aufgetragen, auch wenn die Ansätze nur für die vertikale Ausrichtung gelten. Der Lagrange'sche Zeitmaßstab, entsprechend der Geschwindigkeitskomponente, wurde dabei mit der Grenzschichtdicke δ , der mittleren Geschwindigkeit am Grenzschichtrand u_δ und

dem Reibungsbeiwert c_f (entspricht näherungsweise dem Verhältnis von $2 \cdot (u_* / u_\delta)^2$, siehe Abschnitt 2.4.2, S.37ff.) folgendermaßen normiert:

$$\frac{T_i^L \cdot u_\delta}{\delta} \cdot c_f = f\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad \text{Gl. 73}$$

Der Reibungsbeiwert c_f berücksichtigt hierbei den Einfluß der unterschiedlichen aerodynamischen Rauigkeitslängen z_0 . Andere Varianten der Normierung, als die hier vorgeschlagene, zeigten immer eine signifikante Abhängigkeit von der Rauigkeitslänge. Die Grenzschichtdicke δ erfaßt den geometrischen Maßstab, der ebenfalls im Lagrange'schen Zeitmaßstab T_i^L wiederzufinden ist.

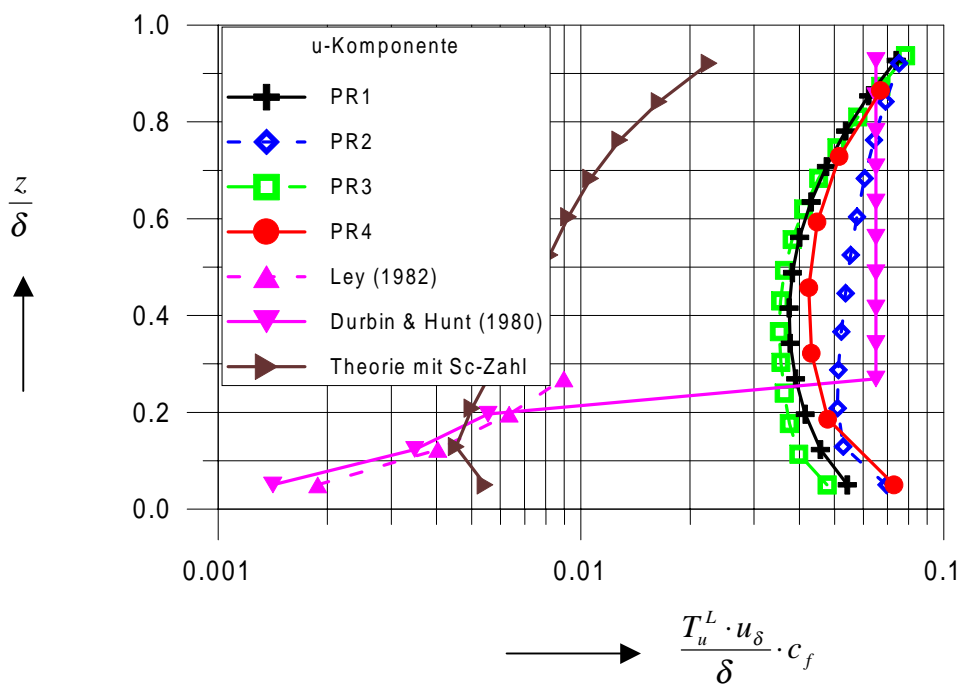


Abb. 48 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).

Die Meßergebnisse zeigen in der normierten Form keine signifikante Tendenz hinsichtlich der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 . Die größte Streuung zwischen den verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten ist beim vertikalen Lagrange'schen Zeitmaßstab zu finden. Qualitativ zeichnet sich bei allen drei Lagrange'schen Zeitmaßstäben folgendes Bild ab: Im mittleren Bereich der Grenzschicht weisen die Lagrange'schen Zeitmaßstäbe ihre kleinsten Werte auf, ober- und unterhalb davon wachsen die Werte an. Eine Ausnahme stellt die Rauigkeit PR3 (größte Rauigkeitselemente) dar, deren Ergebnisse in Bodennähe mit Vorsicht zu betrachten sind, da die Rauigkeitselemente bis etwa 20% der Grenzschichtdicke ragen.

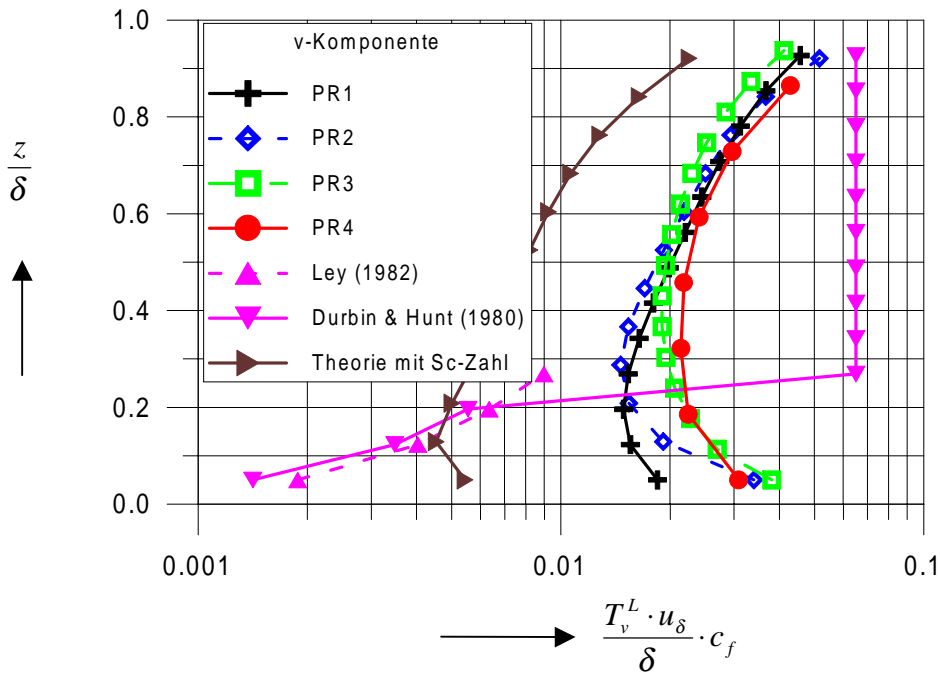


Abb. 49 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der lateralen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).

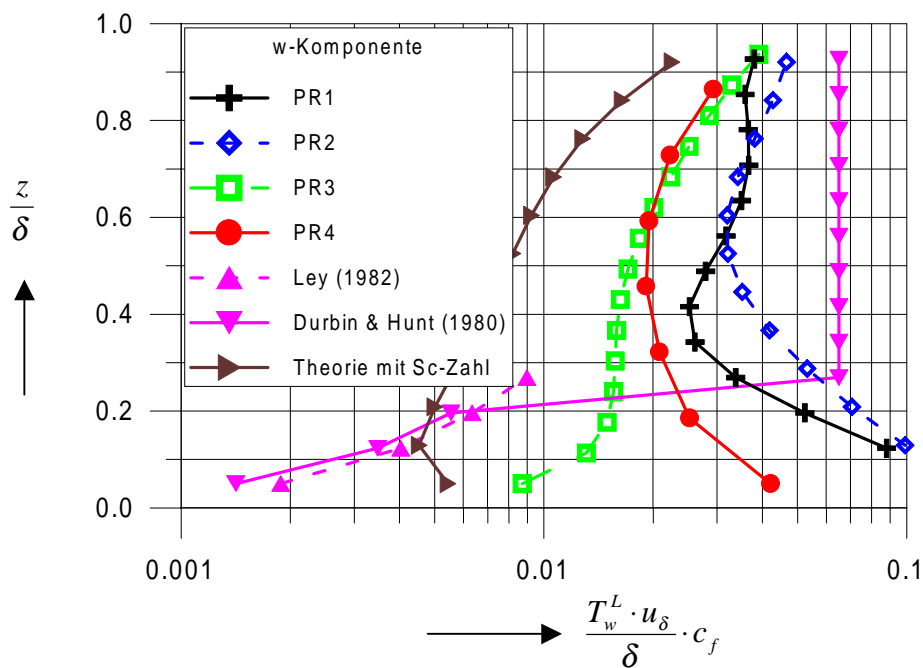


Abb. 50 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der vertikalen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).

Die Werte nahe am Boden sind deutlich größer als die dargestellten, theoretischen Beziehungen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69). Eine Ursache sind die wesentlich größeren, als bisher angenommenen, integralen Längenmaßstäbe (siehe Gl. 71). Weiterhin liegt dem Ansatz, der zur Gl. 67 und Gl. 69 führt, eine statistische Theorie von Taylor (1921 aus Ley & Thomson 1983)

zugrunde, die für homogene Turbulenz gültig ist. In turbulenten Plattengrenzschichten liegen jedoch inhomogene Turbulenzeigenschaften vor.

Ferner sei darauf hingewiesen, daß in den theoretischen Ansätzen nach Gl. 67 von einer exakten Analogie zwischen Impuls- und Stofftransport ($Sc_t = 1$) ausgegangen wurde. Wie später noch gezeigt wird, verläuft in Bodennähe der Stofftransport erheblich intensiver als der Impulsaustausch (siehe Abschnitt 3.4.3, S.115ff.). Daraufhin wurde die Gl. 70 abgeleitet, die einerseits einen ähnlichen qualitativen Verlauf über der Höhe aufweist wie die berechneten Lagrange'schen Zeitmaßstäbe, andererseits aber knapp eine Größenordnung kleinere Werte als die berechneten Größen besitzen. Oberhalb der Prandtl-Schicht überschätzt der Ansatz von Durbin & Hunt (1980) die Meßergebnisse leicht, obgleich die berechneten Meßwerte zum oberen Grenzschichttrand etwas größer werden.

Ein qualitativ ähnlicher Verlauf über der Höhe, mit leicht größeren Werten am unteren und oberen Rand der Grenzschicht gegenüber dem mittleren Bereich, ist bei Querzoli (1996) als Ergebnis der Partikel-Tracking-Anemometrie (PTA) zu finden. Ein direkter Vergleich ist aufgrund der unterschiedlichen Normierung und vor allem einem anderen Schichtungszustand (Modellierung der instabilen atmosphärischen Grenzschicht im Wassertank) nicht möglich. Die Ursache der Abweichungen zwischen den Lagrange'schen Zeitmaßstäben und den genannten Ansätzen konnte nicht geklärt werden; hier sollte in Zukunft der Schwerpunkt für weiterführende Untersuchungen liegen.

In grober Näherung kann von einem konstanten Wert für die normierten Lagrange'schen Zeitmaßstäbe nach Gl. 73 innerhalb der gesamten Grenzschicht ausgegangen werden.

$$\frac{T_u^L \cdot u_\delta}{\delta} \cdot c_f \approx 0,05 \text{ und } \frac{T_v^L \cdot u_\delta}{\delta} \cdot c_f \cong \frac{T_w^L \cdot u_\delta}{\delta} \cdot c_f \approx 0,03 \quad \text{Gl. 74}$$

Abschließend sei der Hinweis von Sawford (1993), der nicht in dieser Arbeit verfolgt wurde, erwähnt, daß der Lagrange'sche Zeitmaßstab von der Reynolds-Zahl abhängig ist. Der Effekt, der nur bei kleinen Re-Zahlen auftritt, führt zu leicht größeren Lagrange'schen Maßstäben als für sehr große Reynolds-Zahlen.

2.7 Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie

Das turbulente Energiespektrum kennzeichnet die Darstellung der Turbulenzenergie je Wirbelgröße. In der Regel bedient man sich dabei nicht der Wirbelgröße, der eine Wellenzahl oder Wellenlänge zugeordnet werden kann, sondern dem Quotienten von Wirbelgröße und Geschwindigkeit,

d.h. einer Zeit oder dem reziproken Wert, einer Frequenz f . Dabei werden experimentell ermittelte Zeitfunktionen (Zeitbereich) im Frequenzbereich abgebildet. Die spektrale Verteilung gestattet eine „gewisse“ Ordnung in dem sonst stochastischen Prozeß der Turbulenz. Stellvertretend für alle gemessenen Rauigkeiten werden die Meßergebnisse der größten Rauigkeit PR3 (Abschnitt 2.2.1, S.16ff.) aus verschiedenen Höhen innerhalb der turbulenten Plattengrenzschicht verwendet.

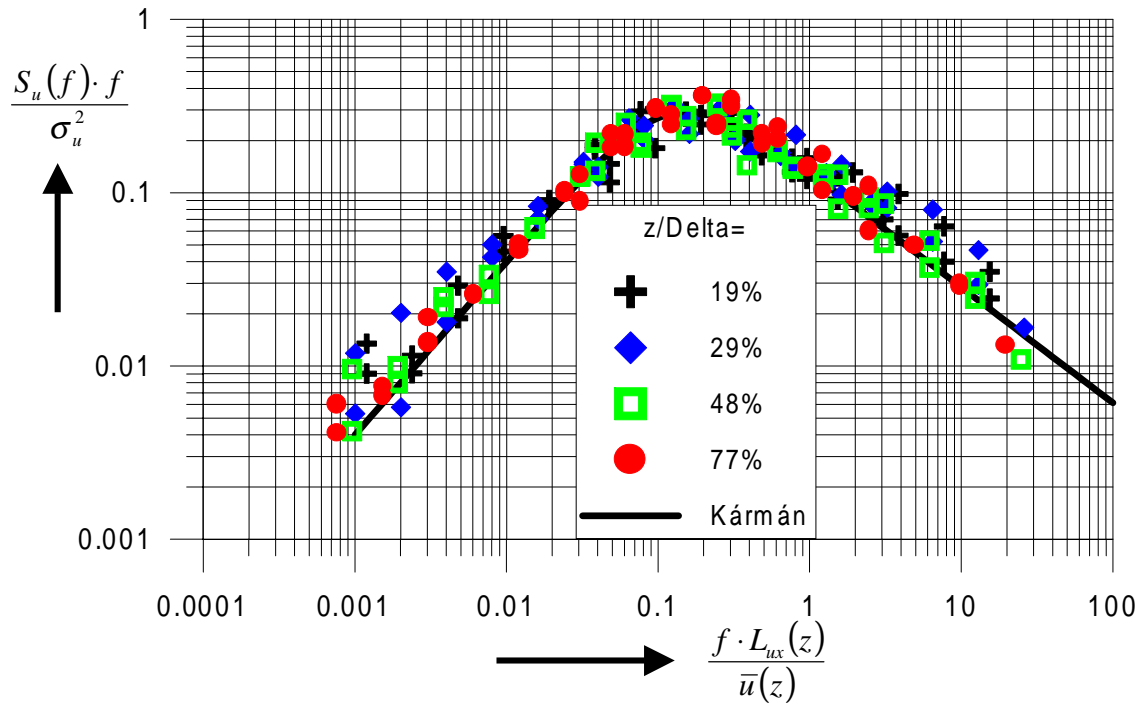


Abb. 51 – Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen, normiert nach von Kármán, in verschiedenen Höhen der turbulenten Plattengrenzschicht für die Rauigkeit PR3.

Man unterscheidet verschiedene Arten der Normierung. Auf der Ordinate wird die Turbulenzenergie in der Form $S_u(f) \cdot \Delta f$ beziehungsweise $S_u(f) \cdot f$ aufgetragen. Der Unterschied bei der Verwendung von der Frequenzbandbreite Δf bzw. der Frequenz f hat in der turbulenten Plattengrenzschicht zur Folge, daß die Energieverteilung in der Darstellung im ersteren Fall für kleine Frequenzen, d.h. für große Wirbel, asymptotisch gegen eine Konstante läuft. Die Normierung mit f weist dagegen ein Maximum auf und fällt in Richtung kleiner Frequenzen entsprechend der Abb. 51 ab.

Das Integral unter der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie entspricht dem Quadrat des RMS-Wertes der Geschwindigkeitsfluktuation σ_u^2 . Normiert man die Turbulenzenergie auf diese Größe, so spricht man von der turbulenten Energiedichte.

Auf der Abszisse ist die Frequenz aufgetragen, die in der Ähnlichkeitslehre als Strouhal-Zahl

$$Sr = \frac{\text{Frequenz} \cdot \text{Länge}}{\text{Geschwindigkeit}} \quad \text{Gl. 75}$$

verallgemeinert werden kann. In der Literatur sind zwei Varianten verbreitet:

- Nach von Kármán (1948 aus Counihan 1975) werden der integrale Längenmaßstab $L_{ux}(z)$ und die mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ in der Höhe z verwendet.
- Kaimal benutzt die Höhe z und die mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ (Kaimal et al. 1972).

Weiterhin werden von beiden Autoren Gleichungen zur Beschreibung der spektralen Verteilung der Turbulenzenergiedichte angegeben. Die Gleichung von Kármán (Morfiadakis et al. 1996) lautet:

$$\frac{S_u(f) \cdot f}{\sigma_u^2} = \frac{4 \cdot \frac{f \cdot L_{ux}(z)}{\bar{u}(z)}}{\left[1 + 70,7 \cdot \left[\frac{f \cdot L_{ux}(z)}{\bar{u}(z)} \right]^2 \right]^{\frac{5}{6}}} \quad \text{Gl. 76}$$

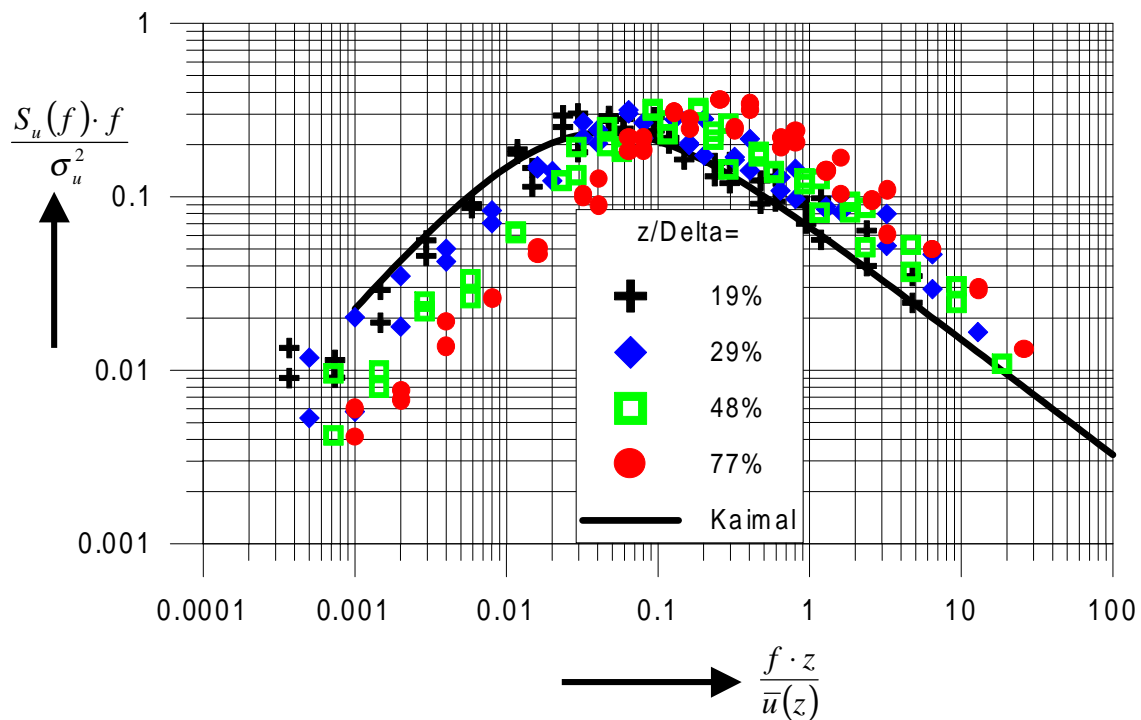


Abb. 52 - Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen, normiert nach von Kaimal, in verschiedenen Höhen der turbulenten Plattengrenzschicht für die Rauigkeit PR3.

Aus Feldmessungen (Kansas Experiment - Kaimal et al. 1972) wurde von Kaimal (Kaimal & Finnigan 1994) der folgende Ansatz abgeleitet:

$$\frac{S_u(f) \cdot f}{u_*^2} = \frac{102 \cdot \frac{f \cdot z}{\bar{u}(z)}}{\left[1 + 33 \cdot \left[\frac{f \cdot z}{\bar{u}(z)} \right]^3 \right]^{\frac{5}{3}}} \quad \text{Gl. 77}$$

Die linke Seite der Gl. 77 enthält anstatt der Turbulenzenergie σ_u^2 die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_*^2 , die in einem festen Zusammenhang stehen (siehe Tabelle 4, S.29).

In Abb. 51 und Abb. 52 sind die Meßergebnisse der natürlich gewachsenen aerodynamisch voll-
rauen Plattengrenzschicht PR3 gemäß Gl. 76 und Gl. 77 aufgetragen. Aus diesen Abbildungen ist
ersichtlich, daß sich die Windkanalergebnisse innerhalb der gesamten Grenzschicht besser durch
den Vorschlag von Kármán normieren lassen als mit dem Ansatz von Kaimal. Letzterer Ansatz
stimmt sehr gut mit der niedrigsten, dargestellten Meßhöhe $z/\delta = 19\%$ überein, woraus der einge-
schränkte Anwendungsbereich des Spektrums nach Kaimal, begrenzt auf die Prandtl-Schicht, abge-
leitet werden kann (siehe Kaimal & Finnigan 1994, S.40).

Die typischen Merkmale der turbulenten Energiedichteverteilung, wie beispielsweise das Maximum
in der Darstellung mit $S_u(f) \cdot f$ und der von Kolmogorov (1941 aus Kaimal & Finnigan 1994)
vorhergesagte $k^{-5/3}$ - Abfall im Trägheitsunterbereich (Energiekaskade), weisen beide Darstel-
lungen auf.

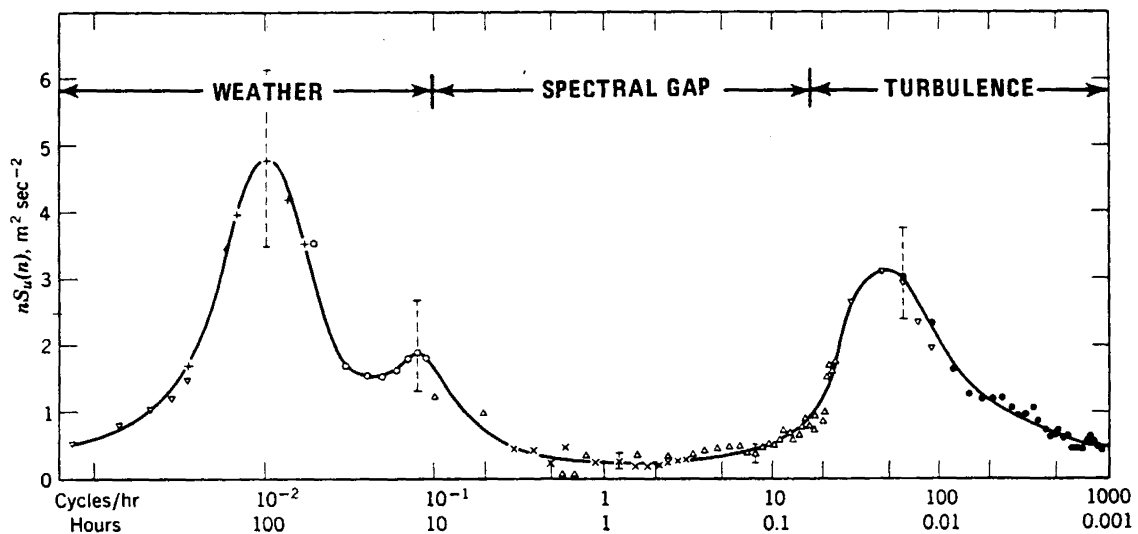


Abb. 53 – Spektrale Verteilung der longitudinalen Turbulenzenergie (nicht normiert) nach Van der Höven (1957 aus Counihan 1975) in einer Höhe von etwa 100m über rauhem Terrain (Feldmessung).

In der Meteorologie wird häufig die spektrale Verteilung der Energie nach van der Hoven (1957)
zur Veranschaulichung der verschiedensten Zeitmaßstäbe genutzt (siehe Abb. 53). Eine neuere
Abbildung ist unter anderem in Atkinson (1995) zu finden. Ganz links im Spektrum tauchen zwei
lokale Maxima auf (4-Tage und 12 Stunden), die dem Wetter zugeordnet sind. Auf der rechten Seite
der Abbildung ist die Turbulenz wiederzufinden. Beide Bereiche sind durch das sogenannte
spektrale Loch miteinander verknüpft.

Die „mittlere“ Breite des turbulenten Maximums im Spektrum von Van der Hoven ist deutlich kleiner als eine Dekade. Trägt man die Meßergebnisse aus der turbulenten Windkanalgrenzschicht gedanklich in Abb. 53 ein, so zeigt sich im Vergleich zur spektralen Verteilung nach Van der Hoven ein wesentlich breiteres Maximum (größer als eine Dekade). Die Annahme, daß der Trägheitsunterbereich (rechts vom Maximum der Turbulenzenergie) zwischen Windkanalgrenzschicht und Feldmessung zur Deckung gebracht werden, läßt wesentliche niederfrequente Anteile im Spektrum der Feldmessung in der Abb. 53 vermissen. Die Ursache dafür könnte auf eine falsche Trendbereinigung oder auf Unzulänglichkeiten in der Meßtechnik zurückzuführen sein.

Im Abschnitt 2.6 (S.53ff.) wurde bereits darauf hingewiesen, daß der integrale Längenmaßstab L_{ux} auch aus der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie berechnen werden kann. Dieser Wert entspricht der aus der Autokorrelation ermittelten integralen Größe und kann dem Maximum in der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie zugeordnet werden (siehe Abb. 51). Werden die Meßwerte aus dem Experiment mittels Gl. 76 approximiert, kann der integrale Längenmaßstab L_{ux} berechnet werden. So ergeben sich für die Rauigkeit PR3 Werte von $L_{ux}/\delta = 63\%$, 58% , 64% und 58% in den entsprechenden Höhen $z/\delta = 19\%$, 29% , 48% und 77% . Diese Werte stimmen sehr gut mit den berechneten integralen Maßstäben aus der Autokorrelation (siehe Abb. 35, S.66) überein. Eine Approximation ist dem manuellen Ablesen der Lage des Maximums deshalb vorzuziehen, weil letzteres zu großen Fehlern führt.

Schließlich sei hinsichtlich umfangreicher Hinweise zur spektralen Verteilung der Turbulenzenergie in Windkanalgrenzschichten auf Raupach et al. (1991) und in Feldmessungen auf Kaimal & Finnigan (1994) und Counihan (1975) verwiesen.

3 Experimentelle Untersuchungen zur Stoffausbreitung in Grenzschichten

3.1 Einführung

Untersuchungen zur Ausbreitung von Schadstoffen wurden selten in natürlich gewachsenen Grenzschichten durchgeführt, wobei sich meistens auf die Wirkungen der Konzentrationsausbreitung beschränkt wurde (u.a. Davar & Cermak 1964, Brown 1987, Poreh et al. 1993). Aus diesem Grund werden nunmehr in dieser Arbeit die experimentellen Untersuchungen zum Strömungsfeld durch Konzentrationsmessungen in den aerodynamisch vollrauhnen Grenzschichten komplettiert.

Der Ableitung der Grundgleichungen für den Stofftransport folgen anschließend einerseits zwei bekannte analytische Lösungen und andererseits Betrachtungen zum Nah- und Fernfeld. Im Abschnitt 3.3 (S.101ff.) werden Details zum Meßverfahren, zum Experiment und zur Auswertung gegeben. Aus den Ausbreitungsuntersuchungen resultieren die räumlichen Ausbreitungsparameter (Abschnitt 3.4.1, S.106ff.), die turbulenten Diffusionsparameter für den Stofftransport (Abschnitt 3.4.2, S.108ff.), die turbulente Schmidt-Zahl (Abschnitt 3.4.3, S.115ff.) und einige Bemerkungen zur Bodenkonzentrationsverteilung im Nachlauf einer Punktquelle (Abschnitt 3.4.4, S.119ff.).

3.2 Theoretische Grundlagen

3.2.1 Differentialgleichung für den Stofftransport

Die Differentialgleichung des instationären Stofftransports für Momentanwerte der Konzentration C lautet unter Berücksichtigung des Transport infolge Mitführen (zweiter Term auf der linken Seite) und der molekularen Diffusion (rechte Seite der Gl. 78)

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_i \cdot \frac{\partial C}{\partial x_i} = D_m \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x_i \cdot \partial x_k} \quad \text{Gl. 78}$$

Vernachlässigt wurde hierbei der Druckgradient. Ferner wurde eine homogene Verteilung der molekularen Austauschgröße vorausgesetzt, so daß der molekulare Diffusionsparameter D_m statt der Austauschgröße A , über die Beziehung $A = D_m \cdot \rho$ eingeführt wurde.

Die Trennung des Momentanwertes in einen Mittelwert und einen Schwankungswert,

$$C = \bar{C} + C' \quad \text{und} \quad u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad \text{Gl. 79}$$

gestattet den Übergang zu einer Transportgleichung für die Mittelwerte der Konzentration in der Form

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u}_i \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} = D_m \cdot \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x_i \cdot \partial x_k} - \left[\frac{\partial \overline{u'_i \cdot C'}}{\partial x_i} \right] \quad \text{Gl. 80}$$

die zur Beschreibung des Diffusionsprozesses in turbulenten Strömungen verwendet wird. Der letzte Summand der rechten Seite beinhaltet den nichtlinearen (turbulenten) Anteil.

Wird Gl. 80 auf die stationäre, ebene Grenzschichtströmung angewendet, sind bestimmte Vereinfachungen üblich (stationär, d.h. keine Zeitableitung; ferner treten keine mittleren Querkomponenten der Geschwindigkeit auf). Der erste Summand der rechten Seite enthält den molekularen Reibungsanteil, der gegenüber dem turbulenten Pendant (zweiter Summand der rechten Seite) vernachlässigt werden kann, wenn die Diffusionsvorgänge außerhalb der laminaren Unterschicht betrachtet werden. Damit ergibt sich Gl. 81:

$$\bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = - \left(\frac{\partial \overline{u' C'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' C'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' C'}}{\partial z} \right) \quad \text{Gl. 81}$$

Dem Ansatz von Boussinesq (Spurk 1989, S.214) zufolge ist in Anlehnung an den Newtonschen Reibungsansatz der turbulente Massenfluß $\overline{u'_i C'}$ proportional dem turbulenten Diffusionsparameter K_{ik} entsprechend der Gl. 82:

$$-\overline{u'_i C'} = K_{ik} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_k} \quad \text{Gl. 82}$$

Wird die in Gl. 82 eingeführte Boussinesq-Approximation auf Gl. 81 angewendet, so folgt

$$\bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ik} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_k} \right) \quad \text{Gl. 83}$$

die auch als K-Theorie oder Gradientenansatz bekannt ist. Der Diffusionsparameter K_{ik} ist ein Tensor 2. Stufe und lautet:

$$K_{ik} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{zy} & K_{zz} \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 84}$$

Stimmen die Hauptachsen des Tensors K_{ik} mit den Koordinatenachsen überein, so können die Nichtdiagonalelemente gegenüber den Elementen der Hauptdiagonalen K_{xx}, K_{yy}, K_{zz} vernachlässigt werden (Berljand 1982, S.23). Der Einfluß der Nichtdiagonalelemente wird unter anderem in Freeman (1966) und Dunst (1988) diskutiert. Liegt keine Scherströmung vor, so kann davon ausgegangen werden, daß die Nichtdiagonalelemente gleich Null sind. Jedoch weist die Grenzschichtströmung eine starke Scherung auf, die sich als Schubspannung äußert (Kao & Doran 1976). Da nun eine Korrelation zwischen den Geschwindigkeitskomponenten in x - und z -Richtung auftritt,

die selbstverständlich zu einem vermehrten Stoffaustausch in beiden Raumrichtungen anregt, müssen die entsprechenden Nichtdiagonalelemente K_{xz} und K_{zx} in Gl. 84 ungleich Null sein. Wie im Abschnitt 2.4.5 (S.43ff.) gezeigt wurde, sind innerhalb der Grenzschicht die Hauptachsen des Reynolds'schen Spannungstensors um den Neigungswinkel γ_0 gekippt. Ferner sind die beiden Diffusionsparameter K_{xz} und K_{zx} mit der turbulenten Wirbelzähigkeit (Abschnitt 2.5, S.50) verknüpft, so daß sie dieselbe Größenordnung wie der turbulente Diffusionsparameter K_{zz} besitzen. Das heißt, der Wert von K_{xz} und K_{zx} ist einerseits beträchtlich, andererseits stehen die Diffusionsparameter nicht allein in der Differentialgleichung, sondern immer in Verbindung mit einem Konzentrationsgradienten (vergleiche Gl. 85 und Gl. 86). Für den turbulenten Massenstrom in Ausbreitungsrichtung kann mittels Gl. 81 und Gl. 82 im Nachlauf einer Punktquelle, und zwar auf der Symmetrieachse, für $y = 0$ ($\partial \bar{C} / \partial y = 0$) die Gl. 85 geschrieben werden:

$$-\overline{u'C'} = K_{xx} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + K_{xz} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad \text{Gl. 85}$$

Analog dazu lautet der vertikale turbulente Massenstrom:

$$-\overline{w'C'} = K_{zx} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + K_{zz} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad \text{Gl. 86}$$

Der longitudinale Konzentrationsgradient $\partial \bar{C} / \partial x$ nimmt nur im Nahfeld hohe Werte an. Für große Quellentfernungen geht der Gradient gegen Null, so daß der Einfluß von K_{zx} (erster Term in Gl. 86) vernachlässigt werden kann. Anders verhält sich der Konzentrationsgradient $\partial \bar{C} / \partial z$. Im relevanten Bereich unterscheidet sich dieser deutlich von Null. Demzufolge besitzt das zweite Glied auf der rechten Seite der Gl. 85 einen größeren Einfluß auf die Ausbreitung in longitudinaler Richtung als das erste Glied der rechten Seite. Zum Einfluß des turbulenten Massenstroms in Strömungsrichtung auf die Ausbreitung wird auf den Anhang 6.6 (S.A16) verwiesen (Monin & Yaglom 1971, Brown et al. 1993 aus Du & Venkatram 1997). Ist der konvektive Strom (linke Seite der Gl. 87) groß gegenüber dem turbulenten Diffusionsstrom (rechte Seite),

$$\bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \gg -\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'C'}) \quad \text{Gl. 87}$$

so kann letzterer in der Diffusionsgleichung unberücksichtigt bleiben. Für große Quellentfernungen ist der dabei verursachte Fehler nach einer mathematischen Abschätzung anhand experimenteller Daten (Anhang 6.6.2, S.A18) kleiner als fünf Prozent. Somit wird der von Berljand (1982, S. 23) getroffenen Aussage über die Vernachlässigung der Nichtdiagonalelemente uneingeschränkt zugestimmt.

Mit den genannten Vereinfachungen und einer Reduzierung der doppelten Bezeichnung der Indizes, entsprechend $K_y = K_{yy}$ und $K_z = K_{zz}$, wird aus Gl. 83 die Gl. 88:

$$\bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \quad \text{Gl. 88}$$

Es sei darauf hingewiesen, daß die K-Theorie mit konstanten Diffusionsparametern (von der Quellentfernung unabhängig) nur im Fernfeld (entspricht großen Diffusionszeiten) angewendet werden darf (Lamb 1973 aus Zannetti 1990), das heißt, wenn Veränderungen des mittleren Konzentrationsfeldes einen viel größeren Maßstab als jene des turbulenten Transports besitzen. Beispielsweise wird die Stoffausbreitung im Nahfeld erhöhter Punktquellen, die durch ein Mäandern der Konzentrationsfahne gekennzeichnet ist, nicht durch die Differentialgleichung (Gl. 88) mit von der Quellentfernung unabhängigen Diffusionsparametern erfaßt (siehe Abschnitt 3.2.3, S.94). Ferner ist der Einsatz der K-Theorie durch Vernachlässigung des longitudinalen Massenflusses eingeschränkt (vergleiche Anhang 6.6.2, S.A18).

3.2.2 Analytische Lösungen der Differentialgleichungen

Sind zur Lösung der Gl. 81 (S.90) Kenntnisse der turbulenten Massenflüsse $\overline{u'_i C'}$ notwendig, kann mit Hilfe von Gl. 88 unter bestimmten Voraussetzungen eine analytische Lösung gefunden werden. Dazu werden folgende Annahmen (Berljand 1982) getroffen:

$$\frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}(h_0)} = \left(\frac{z}{h_0} \right)^\alpha \quad \text{Gl. 89}$$

$$K_y(z) = K_{y0} \cdot \bar{u}(z) \quad \text{Gl. 90}$$

$$K_z(z) = K_{z0} \cdot \left(\frac{z}{h_0} \right)^\beta \quad \text{Gl. 91}$$

wobei $\bar{u}(h_0)$, K_{y0} und K_{z0} die entsprechenden Werte in der Bezugshöhe h_0 sind. Eine analytische Lösung der Gl. 88 mit den Annahmen (Gl. 89 bis Gl. 91) wurde 1946 zuerst von Berljand (1963, aus Berljand 1982) angegeben und ist identisch mit der Lösung von Huang (1979) und Demuth (1978, aus Zannetti 1990, S.117). Sie lautet in normierter Form auf der Symmetrieachse für $y=0$:

$$C_d(x, y=0, z) = \frac{\left(\frac{h_0}{H_Q}\right)^\beta \cdot z_*^{\frac{1-\beta}{2}} \cdot \sqrt{\frac{K_{z0}}{K_{y0} \cdot \bar{u}_H}} \cdot I_{\frac{\beta-1}{2+\alpha-\beta}} \left(\left(\frac{h_0}{H_Q}\right)^\beta \cdot \frac{2 \cdot z_*^{\frac{2+\alpha-\beta}{2}}}{(2+\alpha-\beta)^2 \cdot x_*} \right)}{\sqrt{\pi} \cdot 2 \cdot (2+\alpha-\beta) \cdot x_*^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left(\left(\frac{h_0}{H_Q}\right)^\beta \cdot \frac{1+z_*^{2+\alpha-\beta}}{(2+\alpha-\beta)^2 \cdot x_*} \right)} \quad \text{Gl. 92}$$

mit

$$I_{-\mu}(\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \cdot \Gamma(-\mu + k + 1)} \cdot \left(\frac{\eta}{2}\right)^{-\mu+2k} \quad \text{Gl. 93}$$

der Besselfunktion $I_{-\mu}(\eta)$ mit imaginärem Argument ($\Gamma(\zeta)$... Gamma-Funktion), der normierten Quellentfernung x_*

$$x_* = \frac{x \cdot K_{z0}}{\bar{u}_H \cdot H_Q^2} \quad \text{Gl. 94}$$

und der normierten Höhenkoordinate z_*

$$z_* = \frac{z}{H_Q} \quad \text{Gl. 95}$$

Die mittlere Konzentration \bar{C} wird entsprechend der für Punktquellen gebräuchlichen Weise mit der Geschwindigkeit \bar{u}_H in der Quellhöhe H_Q und dem Massenstrom der Quelle Q normiert:

$$C_d = \frac{\bar{C} \cdot \bar{u}_H \cdot H_Q^2}{Q} \quad \text{Gl. 96}$$

Wird die Konzentration nahe am Boden betrachtet, kann die in Gl. 92 enthaltene Besselfunktion durch das erste Glied einer Reihenentwicklung (neu ist hier die Γ -Funktion) ausreichend genau dargestellt werden (Berljand 1982):

$$C_d(x, z) = \frac{H_Q \cdot (2+\alpha-\beta) \cdot \left(\frac{(h_0/H_Q)^\beta}{(2+\alpha-\beta)^2 \cdot x_*} \right)^{\frac{1+\alpha}{2+\alpha-\beta}}}{2 \cdot \sqrt{\pi \cdot x \cdot K_{y0}} \cdot \Gamma \left(\frac{1+\alpha}{2+\alpha-\beta} \right)} \cdot \exp \left(- \frac{(h_0/H_Q)^\beta}{(2+\alpha-\beta)^2} \cdot \frac{z_*^{2+\alpha-\beta} + 1}{x_*} \right) \quad \text{Gl. 97}$$

Ferner ist nahe am Boden die Annahme einer linearen Abhängigkeit des vertikalen Diffusionsparameters von der Höhe gerechtfertigt, das heißt $\beta=1$, womit von Gl. 97 folgender Ausdruck übrig bleibt:

$$C_d(x_*, z_*) = \frac{\exp \left(- \frac{h_0/H_Q}{(\alpha+1)^2} \cdot \frac{z_*^{\alpha+1} + 1}{x_*} \right)}{2 \cdot H_Q/h_0 \cdot \sqrt{\pi \cdot x_* \cdot K_{y0} \cdot \bar{u}_H/K_{z0}} \cdot (\alpha+1) \cdot x_*} \quad \text{Gl. 98}$$

Werden gegenüber dem bisher Besprochenen konstante Diffusionsparameter über der Höhe angenommen, das heißt $\alpha = \beta = 0$, so folgt aus der Gl. 88 die allgemein bekannte Gauß-Lösung:

$$C_d(x, z) = \frac{\bar{u}_H \cdot H_Q^2}{4 \cdot \pi \cdot x \cdot \sqrt{K_y \cdot K_z}} \cdot \left(\exp\left(-\frac{\bar{u}_H \cdot (z - H_Q)^2}{4 \cdot K_z \cdot x}\right) + \exp\left(-\frac{\bar{u}_H \cdot (z + H_Q)^2}{4 \cdot K_z \cdot x}\right) \right) \quad \text{Gl. 99}$$

In der Praxis werden jedoch nicht die Diffusionsparameter K_y und K_z benutzt, sondern häufig die sogenannten räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z . Damit geht Gl. 99 in Gl. 100 über. Der Zusammenhang zwischen den Diffusions- und Ausbreitungsparametern wird im nächsten Abschnitt näher besprochen.

$$C_d(x, z) = \frac{H_Q^2}{2 \cdot \pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \cdot \left(\exp\left(-\frac{(z - H_Q)^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z + H_Q)^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right) \right) \quad \text{Gl. 100}$$

Die Ausbreitungsparameter sind in einem Katalog zusammengefaßt, der speziell für die Atmosphäre die Einflußparameter wie Stabilität, Bodenrauigkeit und Quellhöhe mehr oder weniger stark berücksichtigt (Kalmbach & Schmölling 1990, VDI 3782 1992).

3.2.3 Besonderheit des Nab- und Fernfeldes

Der Zusammenhang zwischen den Diffusions- und Ausbreitungsparametern wird durch die bekannte Beziehung (u.a. Taylor 1921, Frenkiel 1952 aus Dunst 1988)

$$K_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_i^2}{dt} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_i^2 = 2 \int_0^t K_i(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 101}$$

beschrieben, wobei der Index für $i = x, y, z$ steht. Berljand (1982, S.69) weist darauf hin, daß für den Übergang von zeitlichen zu räumlichen Änderungen die Taylor-Hypothese angewendet werden kann. Streng genommen ist jedoch die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c einzusetzen (siehe Abschnitt 2.6.3, S.62). Durch eine Substitution der Transportzeit $t = x/u_c$ kann bei konstanter Geschwindigkeit die Integration über die Entfernung x ausgeführt werden. Damit wird aus Gl. 101 die Gl. 102:

$$K_i = \frac{\bar{u}}{2} \cdot \left(\frac{u_c}{\bar{u}} \right) \cdot \frac{d\sigma_i^2}{dx} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_i^2 = \frac{2}{\bar{u}} \cdot \left(\frac{\bar{u}}{u_c} \right) \cdot \int_0^x K_i(x) \cdot dx \quad \text{Gl. 102}$$

Da die Diffusionsparameter K_i in der Regel von der Hauptströmungsrichtung unabhängig sind, schlußfolgert man aus Gl. 102 für die Ausbreitungsparameter einen Zusammenhang in bezug auf die Quellentfernung mit $\sigma_i \propto x^{0.5}$. Im Experiment sind insbesondere im Nahfeld wesentlich

größere Exponenten als 0,5 festgestellt worden. Das erklärt die in der Praxis (Ausbreitung in der Atmosphäre) häufiger verwendeten Ausbreitungsgleichungen mit den räumlichen Ausbreitungsparametern σ_y und σ_z gegenüber den Gleichungen mit den turbulenten Größen des Diffusions-transportes.

Der Effekt im Nahfeld stellt sich als ein Mäandern der Ausbreitungsfahne dar, das an jedem Industrieschornstein beobachtet werden kann (siehe Abb. 54 links). Die Ausbreitungsfahne, die eine Momentaufnahme darstellt, mäandert, solange die räumliche Ausdehnung der Fahne kleiner bzw. in der gleichen Größenordnung wie der integrale Längenmaßstab ist.

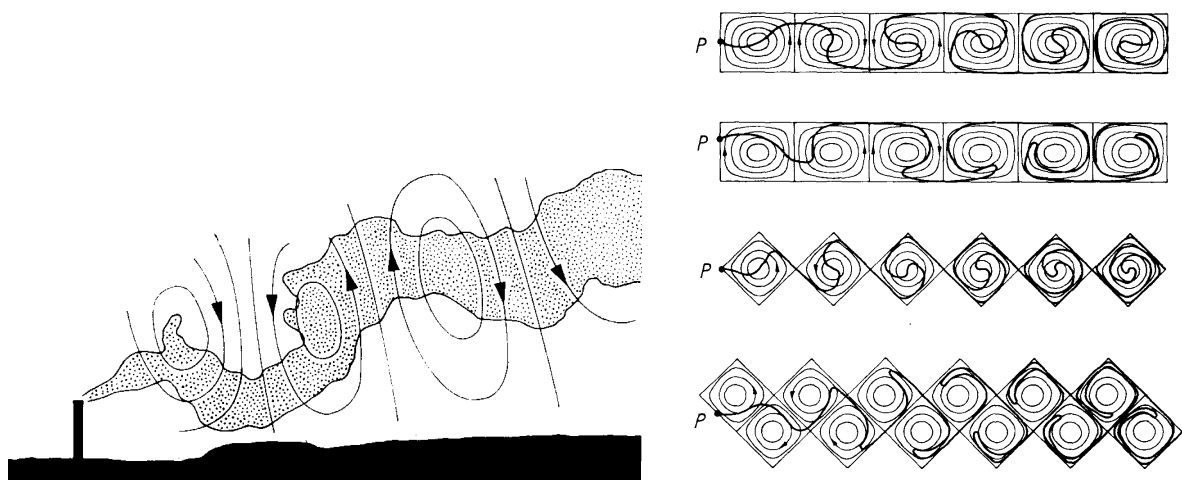


Abb. 54 – Links: Gezeigt ist das Mäandern einer Abgasfahne aus einem Industrieschornstein, verursacht durch ein großräumiges atmosphärisches Wirbelfeld. Rechts: Skizziert ist der Verlauf von Streichlinien, hervorgerufen durch einen im Punkt P austretenden Farbstoff, in einem sich stromabwärts bewegenden Wirbelfeld (von links nach rechts). Beide Abbildungen stammen aus Albring 1981 (S.13 bzw. 105).

Die großen Wirbel tragen im Nahfeld zu einer großräumigen Ausbreitung bei (siehe Abb. 54 rechts), so daß der Diffusionsprozeß anfangs proportional zur Diffusionszeit abläuft. Damit sind die Diffusionsparameter von der Lauflänge abhängig. Aus der Analogie zum Impulstransport ist jedoch bekannt, daß die turbulenten Diffusionsparameter unabhängig von der Lauflänge sind. Dieser Zustand wird aber erst dann erreicht, wenn die Ausbreitungsfahne wesentlich größer als der integrale Längenmaßstab ist, das heißt weitab von der Quelle. Es stellt sich die Frage: Wie weit reicht das Übergangsgebiet, und welche mathematische Funktion beschreibt den Übergang vom Nah- zum Fernfeld?

Zur Beantwortung dienen folgende mathematische Betrachtungen. Ausgangspunkt ist die Taylor'sche Beziehung in der Form von Campe de Feriet, die die räumlichen Ausbreitungsparameter (hier beispielhaft für die Querkoordinate) mit den turbulenten Größen des Geschwindigkeitsfeldes verknüpft (Hinze, 1975 S.47; Berljand, 1982 S.69):

$$\sigma_y^2 = 2 \cdot \sigma_v^2 \cdot \int_0^t (t - \xi) \cdot R^L(\xi) \cdot d\xi \quad \text{Gl. 103}$$

Hierbei ist $R^L(\xi)$ die Lagrange'sche Korrelationsfunktion, und σ_v ist die Standardabweichung der lateralen Geschwindigkeitsschwankungen als ein Maß der Turbulenzintensität. Aus der Gl. 103 lassen sich zwei Sonderfälle ableiten. Betrachtet man das Nahfeld bzw. kleine Diffusionszeiten, das heißt $t \rightarrow 0$ und $R^L(\xi) \cong 1$, so ergibt sich nach der Integration folgende Gleichung

$$\sigma_y^2(t) \cong \sigma_v^2 \cdot t^2 \quad \text{bzw.} \quad \sigma_y(t) \cong \sigma_v \cdot t \quad \text{Gl. 104}$$

wonach die räumlichen Ausbreitungsparameter proportional zur Diffusionszeit sind. Mit Gl. 104 und Gl. 101 ergibt sich für den Diffusionsparameter ein analoges Verhalten:

$$K_y(t) = \sigma_v^2 \cdot t \quad \text{Gl. 105}$$

Für große Diffusionszeiten zeigt sich ein anderes Verhalten. Das Integral der Gl. 103 kann in der Form

$$\int_0^t (t - \xi) \cdot R^L(\xi) \cdot d\xi = t \cdot \int_0^{t^*} R^L(\xi) \cdot d\xi - \int_0^{t^*} \xi \cdot R^L(\xi) \cdot d\xi \quad \text{Gl. 106}$$

geschrieben werden, wobei der zweite Summand auf der rechten Seite für $t \gg t^*$ wesentlich kleiner als der erste Summand ist und somit vernachlässigt werden darf. Für das Integral der Lagrange'schen Korrelationsfunktion steht laut Definition

$$T^L = \int_0^{t^*} R^L(\xi) \cdot d\xi, \quad \text{Gl. 107}$$

so daß für das Fernfeld bzw. für große Diffusionszeiten der folgende Term abgeleitet werden kann:

$$\sigma_y^2(t) \cong 2 \cdot \sigma_v^2 \cdot T^L \cdot t \quad \text{bzw.} \quad \sigma_y(t) \cong \sigma_v \cdot \sqrt{2 \cdot T^L \cdot t} \quad \text{Gl. 108}$$

Der entsprechende Diffusionsparameter nach Gl. 101 lautet

$$K_y = \sigma_v^2 \cdot T^L, \quad \text{Gl. 109}$$

wobei ersichtlich wird, daß der Diffusionsparameter für große Diffusionszeiten unabhängig von dieser Größe ist oder, anders ausgedrückt, er weist keine Abhängigkeit von der Quellentfernung auf.

In der Literatur sind allgemeingültige Gleichungen bekannt, die sowohl für das Nah- als auch für das Fernfeld Gültigkeit besitzen. Eine häufig anzutreffende Funktion (u.a. in Venkatram, 1988) ist

$$\sigma_y(t) = \sigma_v \cdot t \cdot f_1(t/T^L) \quad \text{Gl. 110}$$

mit

$$f_1(t/T^L) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{t}{2 \cdot T^L}}} \quad \text{Gl. 111}$$

Gifford (1987) benutzt alternativ

$$f_1(t/T^L) = \frac{1}{1 + 0,9 \cdot a \cdot \sqrt{\frac{t}{T^L}}} \quad \text{Gl. 112}$$

Hierbei ist a eine Konstante. Weitere Vorschläge für die Funktion $f_1(t/T^L)$ wurden von Wilson & Chui (1994), Draxler (1976), Csanady (1973) und Pasquill (1971) gemacht, die der Gl. 111 und Gl. 112 stark ähneln. Im folgenden wird eine alternative Funktion hergeleitet, die den physikalischen Sachverhalt besser beschreibt.

Die Ausgangsbasis ist der nachstehende Ansatz für die Lagrange'sche Korrelationsfunktion:

$$R^L(\xi) = \exp \left(- \left(\frac{\sqrt{\pi} \cdot \xi}{2 \cdot T^L} \right)^2 \right) \quad \text{Gl. 113}$$

Dieser Ansatz erfüllt die Randbedingung im Unendlichen, die Integration analog der Bestimmung der integralen Maßstäbe liefert den Lagrange'schen Zeitmaßstab T^L , und zum Zeitpunkt 0 ergibt der Ansatz erwartungsgemäß den Wert 1. Wird die Gl. 113 in Gl. 103 (S.96) eingesetzt, so bringt die Integration

$$\sigma_y(t) = \sigma_v \cdot t \cdot \sqrt{\sqrt{\pi} \cdot \frac{A}{t} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{t}{A}\right) + \left(\frac{A}{t}\right)^2 \cdot \left(\exp \left[- \left(\frac{t}{A} \right)^2 \right] - 1 \right)} \quad \text{mit } A = \frac{2 \cdot T^L}{\sqrt{\pi}} \quad \text{Gl. 114}$$

Nach dem Differenzieren von Gl. 114 entsprechend Gl. 101 (S.94) läßt sich der in Gl. 115 dargestellte einfache Zusammenhang für den Diffusionsparameter herleiten:

$$K_y(t) = \sigma_v^2 \cdot T^L \cdot \text{fehl}f\left(\frac{\sqrt{\pi} \cdot t}{2 \cdot T^L}\right) \quad \text{Gl. 115}$$

In der Abb. 55 werden die beiden aus der Literatur bekannten Ansätze (Gl. 110 in Verbindung mit Gl. 111 und Gl. 112) mit dem hergeleiteten Ansatz aus Gl. 115 verglichen. Dabei zeigen sich sowohl für sehr kleine Diffusionszeiten als auch für sehr große Diffusionszeiten keine quantitativen Unterschiede. Der Übergangsbereich zwischen dem Nah- und Fernfeld verläuft dagegen sehr verschieden. Nach einer Diffusionszeit, die dem Lagrange'schen Zeitmaßstab entspricht, liegen entsprechend den Ansätzen Diffusionsparameter vor, die auf ihren Maximalwert bezogen 30%, 50% bzw. 80% betragen.

Der neue Ansatz aus Gl. 115 erreicht viel schneller seinen Endwert; bereits nach einer Diffusionszeit, die dem zweifachen Wert des Lagrange'schen Zeitmaßstabes entspricht, ist der Übergang zwischen Nah- und Fernfeld vollzogen.

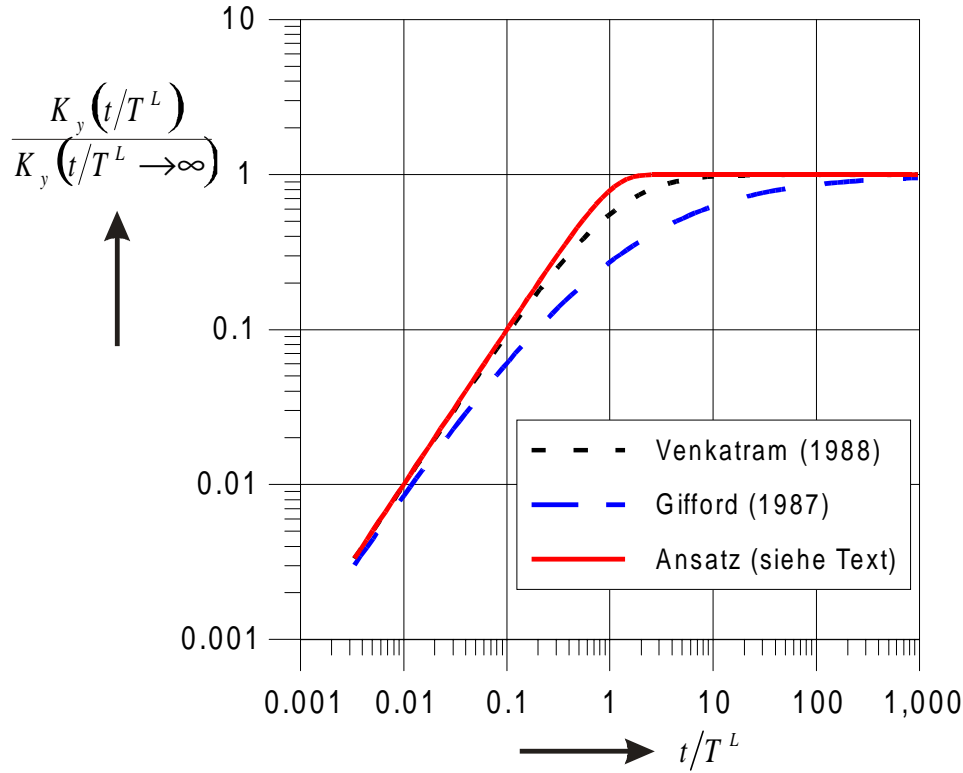


Abb. 55 – Gezeigt sind die Diffusionsparameter zweier Ansätze aus der Literatur im Vergleich zum Ansatz in Gl. 115. Größenunterschiede zeigen die Diffusionsparameter insbesondere beim Übergang vom Nah- zum Fernfeld, das heißt in dem Bereich, wo die Parameter von der Diffusionszeit abhängig sind.

Da der Lagrange'sche Zeitmaßstab seine Bedeutung in der Lagrange'schen Betrachtung besitzt, das heißt, der Betrachter schwimmt mit den Teilchen stromab, wird aus Zweckmäßigkeit im folgenden zu Euler'schen Größen gewechselt. Dazu ist ein kurzer Exkurs zum Übergang zwischen beiden Betrachtungsweisen notwendig.

Ausgangspunkt ist die Vorstellung, daß der integrale Längenmaßstab, der aus einer zweidimensionalen Momentaufnahme eines turbulenten Strömungsvorgangs berechnet wurde, in der Euler'schen und Lagrange'schen Betrachtungsweise (Index E beziehungsweise L) identisch ist (u.a. Lumley & Panofsky 1964, S.200):

$$L_{ijk}^E = L_{ijk}^L \quad \text{Gl. 116}$$

Der integrale Längenmaßstab ist ein Tensor 3. Stufe, der durch Integration der Korrelationsfunktion berechnet wird. Die Indizes i und j stehen für die zu korrelierenden Komponenten der Geschwindigkeit ($u \ v \ w$), k repräsentiert die räumliche Richtung der Korrelation ($x \ y \ z$). Der

Lagrange'sche Längenmaßstab läßt sich laut Hinze (1975) als Produkt des integralen Lagrange'schen Zeitmaßstabes und des RMS-Wertes der Geschwindigkeitsschwankung ausdrücken:

$$L_{ijk}^L = T_{ij}^L \cdot \sigma_k \quad \text{Gl. 117}$$

Interessieren die Korrelationen der gleichen Geschwindigkeitskomponenten ($i = j$) und werden die Größen in Strömungsrichtung betrachtet, so kann der Euler'schen Längenmaßstab durch den Euler'schen Zeitmaßstab und die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c ersetzt werden. Als Beispiel für die longitudinale Geschwindigkeitskomponente steht dann:

$$L_{uux}^E = T_{uu}^E \cdot u_c \quad \text{Gl. 118}$$

Für den Lagrange'schen Zeitmaßstab folgt somit aus den Gl. 116 - Gl. 118 ganz allgemein:

$$T_i^L = \frac{L_{iix}^E}{\sigma_u} = T_i^E \cdot \left(\frac{u_c}{\bar{u}} \right) \cdot \left(\frac{\bar{u}}{\sigma_u} \right) \quad \text{Gl. 119}$$

mit $i = (u \ v \ w)$. Nun kann in Gl. 114 anstatt des Lagrange'schen der Euler'sche Zeitmaßstab eingeführt werden. Der räumliche Ausbreitungsparameter ergibt sich damit zu

$$\sigma_y(x) = \frac{\sigma_v}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot x \cdot \sqrt{\sqrt{\pi} \cdot \frac{A_y}{x} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{x}{A_y}\right) + \left(\frac{A_y}{x}\right)^2 \cdot \left[\exp\left[-\left(\frac{x}{A_y}\right)^2\right] - 1\right]} \quad \text{Gl. 120}$$

und für den lateralen Diffusionsparameter nach Gl. 115 folgt

$$K_y(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left(\frac{\sigma_v}{\bar{u}}\right)^2 \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot \frac{\bar{u}}{A_y} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{x}{A_y}\right) \text{ mit } A_y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{L_{vwx}}{\delta} \cdot \frac{\bar{u}}{\sigma_u} \cdot \frac{u_c}{\bar{u}} \cdot \delta \quad \text{Gl. 121}$$

Die Gleichungen für die vertikale Komponenten zeigen denselben Aufbau, jedoch müssen anstatt der lateralen Geschwindigkeitsschwankung σ_v und dem integralen Längenmaßstab L_{vwx} die entsprechenden Größen der vertikalen Ausrichtung σ_w und L_{wvx} eingesetzt werden:

$$\sigma_z(x) = \frac{\sigma_w}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot x \cdot \sqrt{\sqrt{\pi} \cdot \frac{A_z}{x} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{x}{A_z}\right) + \left(\frac{A_z}{x}\right)^2 \cdot \left[\exp\left[-\left(\frac{x}{A_z}\right)^2\right] - 1\right]} \quad \text{Gl. 122}$$

$$K_z(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left(\frac{\sigma_w}{\bar{u}}\right)^2 \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot \frac{\bar{u}}{A_z} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{x}{A_z}\right) \text{ mit } A_z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{L_{wvx}}{\delta} \cdot \frac{\bar{u}}{\sigma_u} \cdot \frac{u_c}{\bar{u}} \cdot \delta \quad \text{Gl. 123}$$

Werden analog dem Impulsaustausch die Diffusionsparameter normiert (siehe Abschnitt 2.5, S.50ff.), so ergibt sich:

$$\frac{K_x}{u_* \cdot \delta} = \frac{\sigma_u}{u_*} \cdot \frac{L_{uux}}{\delta} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\delta}{L_{uux}} \cdot \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot \frac{x}{\delta}\right) \quad \text{Gl. 124}$$

$$\frac{K_y}{u_* \cdot \delta} = \frac{\sigma_v}{\sigma_u} \cdot \frac{\sigma_v}{u_*} \cdot \frac{L_{vwx}}{\delta} \cdot \text{fehl}f\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\delta}{L_{vwx}} \cdot \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot \frac{x}{\delta}\right) \quad \text{Gl. 125}$$

$$\frac{K_z}{u_* \cdot \delta} = \frac{\sigma_w}{\sigma_u} \cdot \frac{\sigma_w}{u_*} \cdot \frac{L_{wx}}{\delta} \cdot \text{fehlf} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\delta}{L_{wx}} \cdot \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot \frac{x}{\delta} \right) \quad \text{Gl. 126}$$

Die Fehlerfunktion beschreibt hierbei den Übergang vom Nah- zum Fernfeld. Im Fernfeld liefert die Fehlerfunktion den Wert 1. Vergleicht man in diesem Fall die Glieder in den Gl. 124 bis Gl. 126 miteinander, so zeigt sich, daß in weiten Bereichen des unteren Teils der Grenzschicht folgende Relationen zwischen den Diffusionsparametern für den Stoffaustausch gelten: $K_x > K_y > K_z$.

Häufig wird von der Annahme ausgegangen, daß der vertikale Stoff- und Impulsaustausch einander gleich sind. Im Abschnitt 2.5.1 (S.50ff.) wird eine einfache Beziehung (Gl. 46, S.50) für die turbulente Wirbelzähigkeit (Diffusionsparameter für den Impulsaustausch) innerhalb der Prandtl-Schicht angegeben. Demgegenüber steht der Wert für den vertikalen Stofftransport aus Gl. 126. Eine Abschätzung zur Größenordnung wird später (Abschnitt 3.4.3, S.115ff.) in Gl. 150 (S.118) durchgeführt. Vorweggenommen sei, daß der Diffusionsparameter des Stofftransports größer ist als der Diffusionsparameter für den Impulstransport im bodennahen Bereich. Der Unterschied zwischen beiden Werten nimmt mit wachsender Bodenrauigkeit ab.

Als Vergleich für den vertikalen Diffusionsparameter in der Atmosphäre führte Hanna (1968, aus Mikkelsen 1995, S.157) folgende Beziehung ein:

$$K_z = 0,15 \cdot \sigma_w \cdot \lambda_m \quad \text{Gl. 127}$$

Anstatt des integralen Längenmaßstabs (vergleiche Gl. 126) benutzt der Autor λ_m , das Maximum im Spektrum (Wellenzahl) der vertikalen Geschwindigkeitsschwankung (Kaimal et al. 1976). Die Gl. 126 besitzt im Fernfeld einen identischen Aufbau, liefert jedoch größere Werte für den Diffusionsparameter, wenn die verwendeten Längenmaßstäbe in beiden Gleichungen als gleich groß angesehen werden. Businger et al. (1971, aus Mikkelsen 1995, S.157) geben eine Beziehung für den vertikalen Diffusionsparameter in der Bodenschicht an, die direkt aus der Analogie (turbulente Schmidt-Zahl gleich 1 gesetzt) zum Impulstransport abgeleitet ist. Wie später noch gezeigt wird, unterschätzt diese Beziehung den vertikalen Diffusionsparameter ebenfalls, da insbesondere in der bodennahen Schicht der Stoffaustausch wesentlich intensiver als der Impulsaustausch ist (siehe Abschnitt 3.4.3, S.115).

3.3 Experimenteller Aufbau / Meßmethode

3.3.1 Konzentrationsmeßverfahren

Der Flammen-Ionisations-Detektor (kurz FID, genaue Bezeichnung: HFR 400 FAST FID) der Firma CMBUSTION LTD ist ein instationäres Konzentrationsmeßverfahren (FID-Manual 1992). In einer Brennkammer verbrennt der FID Wasserstoff mit synthetischer Luft bei ca. 300°C. Über die Absaugsonde wird durch die Brennkammer mit Hilfe eines Unterdruckes (Vakuumpumpe) Probegas geleitet, wobei im Probegas enthaltene Kohlenwasserstoffionen einen Strom erzeugen, der, bei ausreichender Verstärkung, in eine Meßspannung (Ausgangssignal am FID) umgewandelt wird. Die Absaugsonden haben einen Innendurchmesser von nur 0,25mm und sind 100mm bis 1000mm lang. Je nach Sondenlänge und Vorgabe des Unterdruckes in der Brennkammer (Vakuumpumpe) können damit Konzentrationsfluktuationen mit einer Abtastfrequenz von etwa 30 bis 130Hz (laut Hersteller) erfaßt werden.

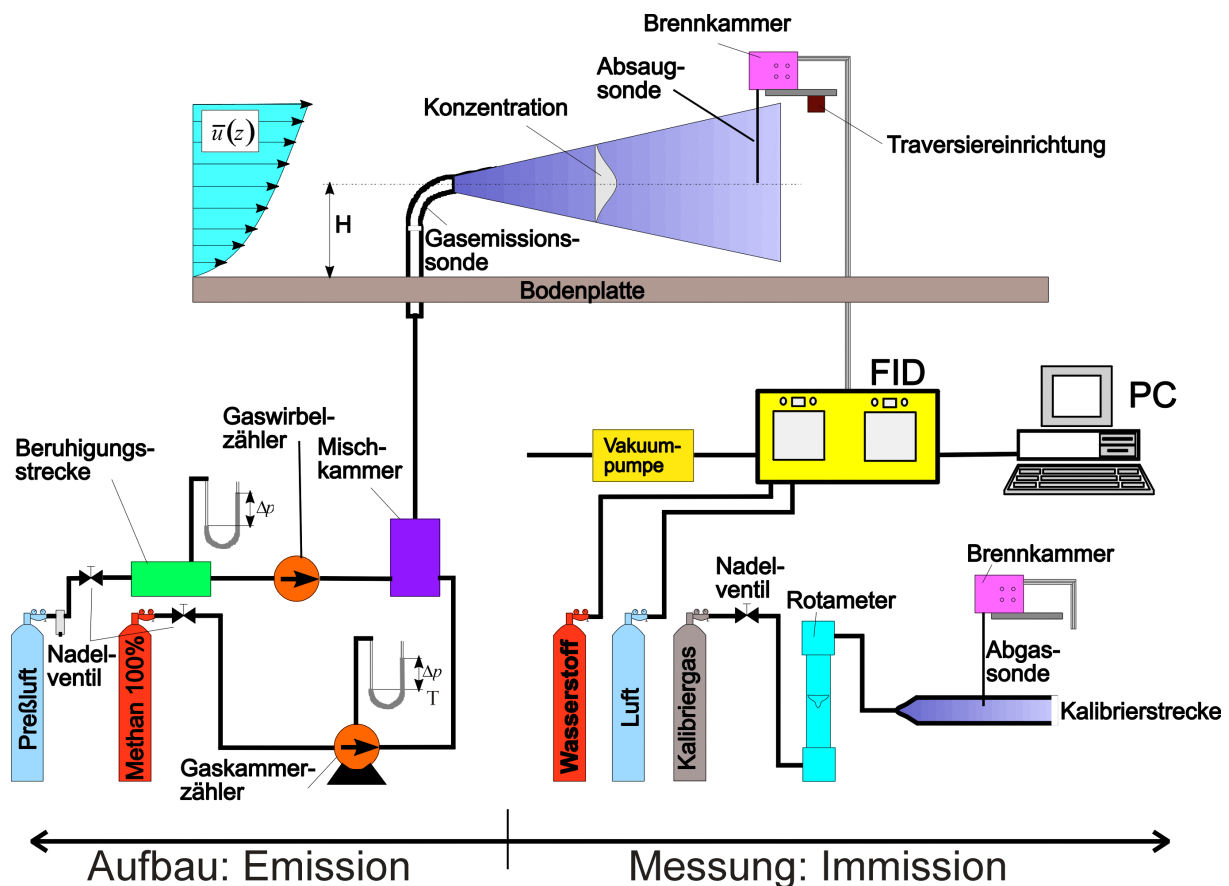


Abb. 56 – Versuchsaufbau zur Messung von Ausbreitungsvorgängen im Windkanal mit dem FID

Zur Messung instationärer Konzentrationen wird der in Abb. 56 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Für mittlere Konzentrationsverteilungen kommen zusätzlich ein Absaugkamm und ein Zwischenspeicher zum Einsatz. Methan und Luft werden handelsüblichen Druckgasflaschen entnommen (links unten in Abb. 56) und mit Druckgasminderventilen auf die benötigten Drücke herabgeregelt. Über die Feinregler (Nadelventile) können die gewünschten Volumenströme zur

Mischung eingestellt werden. Zur Messung des Tracergasvolumenstromes wird ein Gaskammerzähler eingesetzt. Ein Gaswirbelzähler registriert den Luftvolumenstrom. Beide Anteile werden in der Mischkammer vermischt und über eine Schlauchleitung der Gasemissionssonde in der Meßstrecke zugeführt.

Vor jeder Messung muß das FID-System kalibriert werden. Hierzu wird ein Kalibriergas mit bekannter Konzentration (etwa 1000ppm Methan in Luft) einer Kalibrierstrecke zugeführt und die sich einstellende Ausgangsspannung erfaßt. Der andere Kalibrierpunkt der Zweipunktkalibrierung ist durch die Nullkonzentration gegeben.

Danach erfolgt der Anbau der Sonde und der Brennkammer an die Traversiereinrichtung in der Meßstrecke. Beide Volumenströme, der Staudruck in der Vorkammer des großen Windkanals sowie das Ausgangssignal des FID's werden zur Speicherung, Analyse und Darstellung dem Personalcomputer (PC) zugeführt.

In der Praxis ist bekannt, daß der Meßfehler für Konzentrationsmessungen überdurchschnittlich hoch ist (etwa 10%). Einerseits setzt er sich aus den einzelnen Meßgrößen wie Volumenströme von Luft und Tracergas, Temperatur, Druck, Geschwindigkeiten und Kalibrierkonstanten zusammen. Andererseits ist der Einfluß der Mittelungszeit (siehe Abschnitt 2.2.3, S.18ff.) und der Umgang mit der Mehrfachabsaugung des FID's (eine Vorrichtung, mit der zeitgleich an einer großen Anzahl von Meßstellen Probegas entnommen, zwischengespeichert und später sequentiell analysiert wird, Költzsch 1996) zu berücksichtigen.

3.3.2 Meßaufgabe – Punktquelle

Zur Untersuchung der Ausbreitung von passiven Tracern in turbulenten Grenzschichten wurde die Punktquelle favorisiert, die als Bodenquelle, das heißt mit einer Quellschicht $H_Q = 0$, und als erhöhte Quelle innerhalb der Grenzschicht $0 < H_Q < \delta$ zur Anwendung kam. Zur Vermeidung des Überhöhungseinflusses von vertikal ausblasenden Quellen wurde die horizontale, in Strömungsrichtung ausblasende Punktquelle betrachtet. Der Austrittsimpuls des Tracergasvolumenstromes wurde dabei identisch dem Impuls der vorbei strömenden Luft gewählt. Der Austrittsdurchmesser der auch als Hakensonde zu bezeichnenden Punktquelle betrug $d_{innen} = 1,2\text{mm}$ bzw. $d_{außen} = 2,0\text{mm}$.

3.3.3 Messung und Auswertung der Geschwindigkeits- und Konzentrationskorrelationen

Das Ziel der Messung von Geschwindigkeits- und Konzentrationskorrelationen ist die Bestimmung der turbulenten Massenflüsse und der mittleren Konzentrationsverteilungen, um anschließend sowohl die turbulenten Diffusionsparameter für den Stofftransport als auch die turbulente Schmidt-Zahl höhenabhängig in der turbulenten Grenzschicht zu berechnen.

Der FAST-FID HFR 400 wurde mit einer Sondenlänge von 100mm betrieben, wodurch die Grenzfrequenz des Meßsystems etwas über 100Hz liegt (vergleiche Abb. 57). Die empirische Bestätigung des theoretischen Wertes (laut Hersteller, siehe Manual zum FID) wurde im Fernfeld, stromabwärts einer Punktquelle innerhalb einer turbulenten Grenzschicht bestimmt. Die Häufigkeitsverteilung der Konzentrationsschwankungen war in diesem Fall normal verteilt.

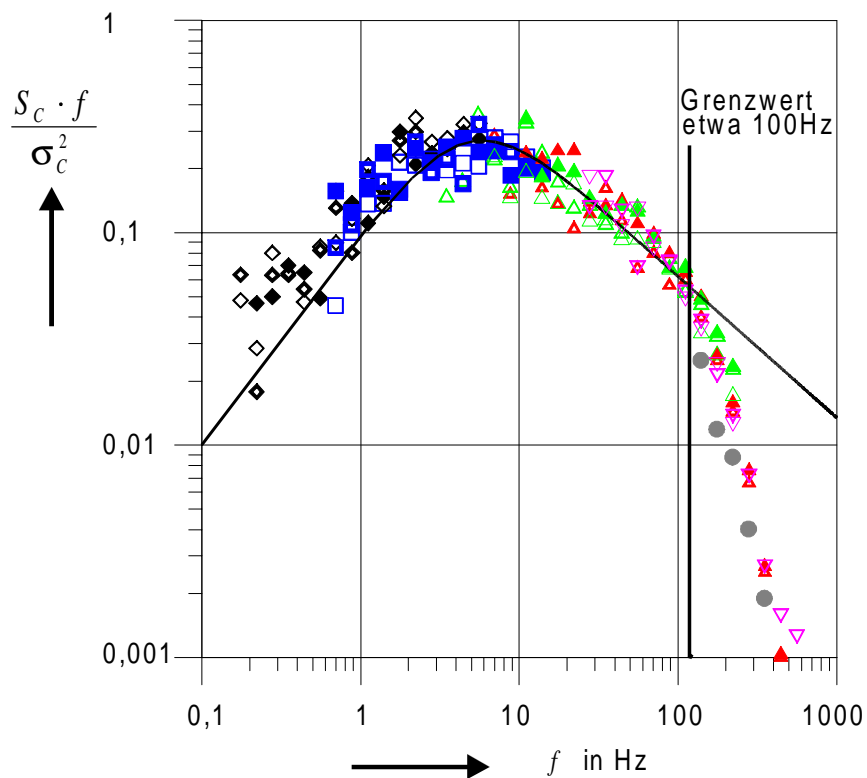


Abb. 57 – Spektrale Verteilung der turbulenten Konzentrationsfluktuationen im Fernfeld einer stromabwärts liegenden Punktquelle; Grenzfrequenz etwa 100Hz

Die spektrale Verteilung der Konzentrationsfluktuationen zeigt ein ähnliches Bild wie das der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen (siehe Abb. 51, S.85 und Hanna & Insley 1989).

Die Geschwindigkeitsmessungen wurden mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie (HDA) unter Einsatz einer X-Sonde ausgeführt. Die Grenzfrequenz dieses Meßsystems liegt mindestens eine Größenordnung höher im Vergleich zum instationären Konzentrationsmeßverfahren. Für das letztere Verfahren wird die zeitliche Auflösung als ausreichend betrachtet, weil es die energie-

reichsten turbulenten Wirbel der Grenzschichtströmung auflöst. Darüber hinaus werden auch kleinere Wirbel des Trägheitsunterbereiches erfaßt, deren Turbulenzenergie etwa eine Größenordnung kleiner als die der energiereichsten Wirbel ist (siehe Abb. 57). Es wird von der Annahme ausgegangen, daß die Vermischung von den großen, energiereichsten Wirbeln dominiert wird (Snyder 1981, Schatzmann et al. 1993); der Einfluß der kleinen, vom Meßsystem (FID) nicht erfaßten turbulenten Wirbelbewegungen ist vernachlässigbar beim Ausbreitungsprozeß.

Die Korrelationsmessungen wurden im Nachlauf einer horizontal ausblasenden Punktquelle ausgeführt. Der emittierte Volumenstrom besaß denselben Impuls wie der in der Anströmung. Die Wahl der Quelhöhe besitzt insofern einen Einfluß, als daß ein Maximum in der mittleren Konzentrationsverteilung einen Nulldurchgang für den Konzentrationsgradienten zur Folge hat (der Gradient steht im Nenner des Ansatzes von Boussinesq), und der wiederum läßt verschwindende turbulente Massenflüsse erwarten. Daher ist es notwendig, die Quelhöhe so zu wählen, daß möglichst ein positiver oder ein negativer Konzentrationsgradient vorliegt. Demzufolge wurde einerseits die Quelhöhe mit 8mm (etwa 10% der Grenzschichtdicke) und andererseits die Quelhöhe mit 75mm (etwa 75% der Grenzschichtdicke) bestimmt. Das Maximum der mittleren Konzentration im Vertikalprofil liegt entsprechend der beträchtlichen Quellentfernung für die große Quelhöhe bei etwa 60% der Grenzschichtdicke; die niedrigere Quelhöhe besitzt innerhalb der gesamten Grenzschicht einen negativen Gradienten.

Die Meßebenen wurden für den lateralen Diffusionsparameter in einer Quellentfernung von 1500mm und für den vertikalen Diffusionsparameter in einer Entfernung von 1000mm, 1500mm und 2000mm stromabwärts von der Punktquelle festgelegt. Zur Bestimmung des lateralen Diffusionsparameters ist die Kenntnis des mittleren Konzentrationsprofils in lateraler Richtung notwendig, das dementsprechend vermessen wurde. Die gesuchten Höhenprofile wurden durch etwa 20 Meßpunkte über der Grenzschichthöhe aufgelöst.

Ein äußerst wichtiges Problem resultiert aus der räumlichen Anordnung der Meßsonden und den unterschiedlichen Meßsystemen. Ideal wäre die Anordnung der X-Sonde (HDA) und der Absaugkanüle (FID) in einem Punkt. Praktisch wurde die FID-Kanüle am Rande der Haltestifte (X-Sonde), sozusagen im Nachlauf der Hitzdrähte, positioniert, um eine Verfälschung der Strömung durch das Absaugen zu vermeiden. Bei einem räumlichen Abstand von 5mm und einer Geschwindigkeit von etwa 10m/s verursacht der Abstand beider Sonden einen zeitlichen Phasenversatz von etwa 0,5ms. Der FID bewirkt systembedingt einen weiteren zeitlichen Versatz, der sich wie folgt zusammensetzt. Die abgesaugte Gasprobe wird durch die Kanüle transportiert und danach in der FID-Brennkammer in Kohlenwasserstoffionen gespalten, die schließlich durch den Kollektor elektronisch

registriert werden. Im Gegensatz zum ersten Phasenversatz kann der zweite als eine Konstante angenommen werden, wobei dieser knapp 6ms beträgt. Aufgrund dessen, daß der gesamte zeitliche Versatz eine variable Größe ist, wurde mit 4kHz pro Kanal abgetastet, das bei einer Mittelungszeit von 50s (Korrelationen entsprechen Momenten 2. Ordnung; siehe Abschnitt 2.2.3, S.18) 200.000 Meßwerten pro Kanal entspricht. Die gemessenen Zeitreihen der jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten und der Konzentration wurden bei der Korrelationsauswertung zeitlich soweit gegeneinander verschoben, bis die maximale Verwandtschaft (den Betrag betreffend) zwischen beiden korrelierten Größen erschien. Dem Maximum der Korrelation kann der zeitliche Phasenversatz zugeordnet werden. Diese aufwendige Prozedur wiederholte sich für jeden Meßpunkt. Ferner wurde dabei festgestellt, daß die gemessene zeitliche Auflösung (4kHz) der Korrelationsfunktionen mit ¼ ms als ausreichend betrachtet werden konnte.

Um weiterhin den Meßfehler möglichst klein zu halten, wurde die Auswertung mit den gemessenen Spannungen des FID's ausgeführt und nicht erst in Konzentrationen umgerechnet. Daß dieser Schritt gerechtfertigt ist, beweist das Folgende. Der Zusammenhang zwischen der Konzentration C und dem Spannungssignal e wird durch eine Geradengleichung beschrieben:

$$C(t) = a \cdot [e(t) + e_0] \quad \text{Gl. 128}$$

Der Nullpunktversatz (Offset) e_0 ist die Spannung, die der Nullkonzentration entspricht; der Anstieg a berechnet sich aus der Meßspannung bei einer bekannten Kalibriergaskonzentration. Das erste und zweite Moment der Konzentrationsspannung ergibt sich zu

$$\bar{e} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T e(t) \cdot dt \quad \text{und} \quad \sigma_e^2 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T [e(t)]^2 \cdot dt \quad \text{Gl. 129}$$

Die beiden ersten statistischen Momente der Konzentration lauten

$$\begin{aligned} \bar{C} + \bar{C}_0 &= \frac{1}{T} \cdot \int_0^T C(t) \cdot dt \\ &= \frac{1}{T} \cdot \int_0^T a \cdot [e(t) + e_0] \cdot dt \\ &= a \cdot \bar{e} + a \cdot e_0 \end{aligned} \quad \text{Gl. 130}$$

mit der Nullkonzentration $\bar{C}_0 = a \cdot e_0$ und

$$\begin{aligned} \sigma_C^2 &= \frac{1}{T} \cdot \int_0^T [C(t) - (\bar{C} + \bar{C}_0)]^2 \cdot dt \\ &= \frac{1}{T} \cdot \int_0^T [a \cdot [e(t) + e_0] - [a \cdot \bar{e} + a \cdot e_0]]^2 \cdot dt \\ &= a^2 \cdot \sigma_e^2 \end{aligned} \quad \text{Gl. 131}$$

Analog lässt sich das für die Geschwindigkeits- und Konzentrationskorrelation herleiten, so daß sich der Anstieg in den normierten Korrelationskoeffizienten und in den Diffusionsparametern jeweils heraus kürzt. Damit ist es gleich, ob die Auswertungen mit den gemessenen Spannungen oder mit den umgerechneten Konzentrationen erfolgt. Das trifft insbesondere für den normierten Korrelationskoeffizienten und die turbulenten Diffusionsparameter zu.

Hinsichtlich einer weiteren Besonderheit dieser Messung, verursacht durch den Meßaufbau, wird auf den Anhang 6.5 (S.A14) verwiesen.

3.4 Ergebnisse zum Stofftransport in der turbulenten Grenzschicht

3.4.1 Räumliche Ausbreitungsparameter

Eine allgemeine Berechnungsvorschrift für die Ausbreitungsparameter lautet (Roberts et al., 1994):

$$\sigma_y^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (y - \bar{y})^2 \cdot \bar{C}(y) \cdot dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{C}(y) \cdot dy} \quad \text{Gl. 132}$$

Um die numerische Integration der Meßwerte zu vermeiden, wurde ein anderer Weg beschritten. Die gemessenen Konzentrationsverteilungen wurden entsprechend ihrer Ausrichtung durch eine einfache Gauß-Verteilung (Gl. 133 bzw. Gl. 134) angenähert

$$C_d = \frac{M}{2 \cdot \pi \cdot \sigma_y} \cdot \exp\left(-\frac{(y - \mu)^2}{2 \cdot \sigma_y^2}\right) \quad \text{Gl. 133}$$

$$C_d = \frac{M}{2 \cdot \pi \cdot \sigma_z} \cdot \exp\left(-\frac{(z - H_Q)^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right) \quad \text{Gl. 134}$$

Genügt nahe an der Quelle zur vertikalen Beschreibung der Ausbreitungsfahne die Gl. 134, so ist bei größeren Quellentfernungen unter Berücksichtigung des Spiegelungsterms die doppelte Gauß-Verteilung zu verwenden:

$$C_d = \frac{M}{2 \cdot \pi \cdot \sigma_z} \cdot \left[\exp\left(-\frac{(z - H_Q)^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z + H_Q)^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right) \right] \quad \text{Gl. 135}$$

Zur Darstellung der umfangreichen Ergebnisse wird eine geeignete Normierung der räumlichen Ausbreitungsparameter eingeführt. Ausgehend von den Gl. 110, Gl. 111 (S.96) (einfacher im Aufbau als Gl. 114, S.97) und Gl. 119 (S.99) läßt sich eine Beziehung für die räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y in lateraler und σ_z in vertikaler Richtung herleiten:

$$\sigma_y = \frac{\frac{\sigma_v}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot x}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{x}{L_{vwx}} \cdot \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c}}} \quad \text{und} \quad \sigma_z = \frac{\frac{\sigma_w}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \cdot x}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{x}{L_{wvx}} \cdot \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c}}} \quad \text{Gl. 136}$$

Anschließend werden folgende Vereinfachungen eingeführt (siehe dazu in den Details: Abschn. 2):

1. Die mittlere Geschwindigkeit ist annähernd gleich der Wirbeltransportgeschwindigkeit:
 $\bar{u}/u_c \approx 1$.
2. Mit Einschränkung auf den bodennahen Bereich gilt für das logarithmische Geschwindigkeitsprofil: $\bar{u} = u_* / \kappa \cdot \ln(z/z_0)$.
3. Die Verhältnisse der Standardabweichungen der Geschwindigkeitsschwankungen (RMS-Werte) zur Wandschubspannungsgeschwindigkeit sind nahe am Boden konstant: $\sigma_u/u_* = \text{const} = 2,2$ sowie $\sigma_v/u_* = \text{const}$ und $\sigma_w/u_* = \text{const}$.
4. Die integralen Längenmaßstäbe sind in weiten Bereichen konstant (siehe Abb. 38 und Abb. 39, S.72 und 73): $L_{vwx}/\delta = \text{const}$ und $L_{wvx}/\delta = \text{const}$.

Vorerst mit Einschränkung auf den wandnahen Bereich können die Beziehungen in Gl. 136 neu formuliert werden:

$$\sigma_i = \frac{\frac{\kappa \cdot C_i \cdot x}{\ln(z/z_0)}}{\sqrt{1 + \frac{x}{\delta} \cdot \frac{2,2}{\ln(z/z_0)}}} \quad \text{Gl. 137}$$

wobei der Index i stellvertretend für die Koordinaten y und z steht. Die Konstante C_i hängt eng mit dem Verhältnis σ_v/u_* beziehungsweise σ_w/u_* zusammen. Eine geeignete Normierung wird in Gl. 138 vorgeschlagen:

$$\frac{\sigma_i}{C_i \cdot \delta} \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} = \frac{\frac{x}{\delta} \cdot \frac{\kappa}{\sqrt{\ln(z/z_0)}}}{\sqrt{1 + \frac{x}{\delta} \cdot \frac{2,2}{\ln(z/z_0)}}} \quad \text{Gl. 138}$$

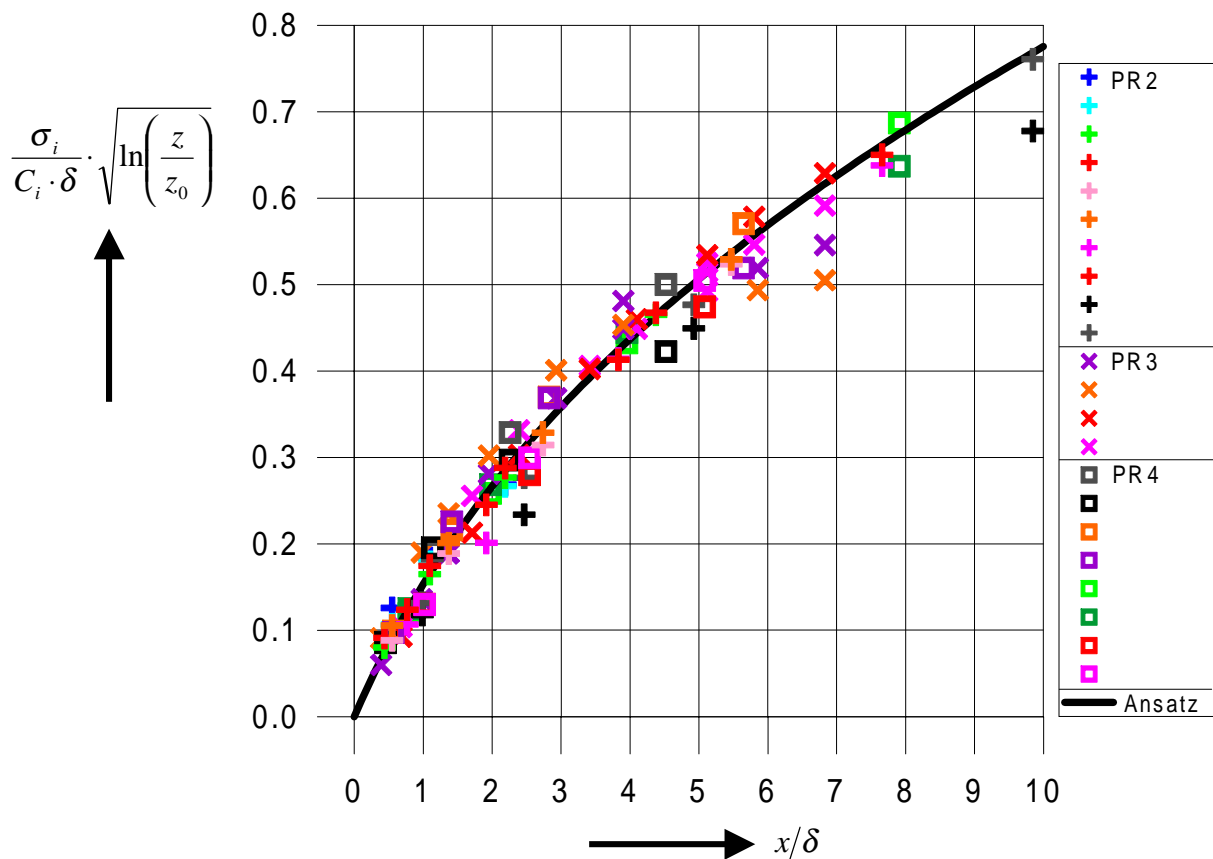


Abb. 58 – Räumliche Ausbreitungsparameter als Funktion der Quellentfernung. Die stark streuenden Meßwerte aus den Konzentrationsprofilen für die verschiedenen, aerodynamisch rauhen Grenzschichten und die unterschiedlichen Quellhöhen wurden entsprechend Gl. 138 normiert.

Die grafische Darstellung sämtlicher Konzentrationsprofile der verschiedenen rauhen Grenzschichten und der unterschiedlichen Quellhöhen zeigt, daß die Gl. 138 nicht nur im bodennahen Bereich sondern bis etwa 50% der Grenzschichtdicke δ die räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z gut repräsentiert. Die Konstante C_i ergibt sich dabei zu $C_y = 1,7 \pm 0,1$ beziehungsweise $C_z = 1,1 \pm 0,1$.

Mit Gl. 138 liegt eine mathematische Funktion zur Beschreibung der räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z vor, die neben der Quellentfernung den Einfluß der Bodenrauigkeit und den Einfluß der Quellhöhe berücksichtigt.

3.4.2 Diffusionsparameter für den Stofftransport

Die Diffusionsparameter für den Stofftransport K_y und K_z lassen sich auf verschiedene Weise bestimmen, wobei hier nur drei Methoden genannt werden:

- Messung der räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z als Funktion der Quellentfernung x und anschließendes Differenzieren entsprechend Gl. 102 (S.94)
- Berechnung mit Hilfe der hergeleiteten Gl. 120 (S.99)
- Anwendung der Boussinesq-Approximation (verallgemeinert in Gl. 82, S.90), hier dargestellt für die vertikale Komponente

$$K_z = \frac{-\overline{w'C'}}{d\overline{C}/dz} \quad \text{Gl. 139}$$

Die Berechnung der Diffusionsparameter durch die Boussinesq-Approximation erfordert die Kenntnis der turbulenten Massenströme, deren experimentelle Bestimmung und Resultate im nächsten Abschnitt erläutert werden.

3.4.2.1 *Turbulente Massenflüsse*

In der turbulenten Grenzschichtströmung der Rauigkeit PR2 (Übergangsgebiet zwischen hydraulisch glatt und aerodynamisch vollkommen rauher Grenzschicht) wurden die turbulenten Massenströme $\overline{u'C'}$, $\overline{v'C'}$ und $\overline{w'C'}$ im Nachlauf einer Punktquelle als Funktion der Höhe und der Quellentfernung (letzteres nur für die vertikale Komponente) innerhalb der Grenzschicht gemessen.

In der Abb. 59 sind die Ergebnisse für zwei verschiedene Quellhöhen, eine erhöhte Punktquelle (links) und eine Bodenquelle (rechts), mit den relevanten Korrelationen und dem mittleren Vertikalprofil der Konzentration gegenübergestellt. Der Meßort liegt in beiden Fällen 1500mm hinter der Quelle.

Der laterale turbulente Massenstrom, der durch die Korrelation $\overline{v'C'}$ charakterisiert wird, wurde als Funktion der Höhe für eine Quellentfernung aufgenommen. In jeder Höhe wurden wiederum mehrere Einzelmessungen in lateraler Richtung ausgeführt, um die notwendige Information über das mittlere Konzentrationsprofil zu erhalten. Wird eine von der y -Koordinate unabhängige Verteilung des lateralen Diffusionsparameters

$$K_y(z) = \frac{-\overline{v'C'}}{\partial \overline{C} / \partial y} \quad \text{Gl. 140}$$

angenommen und kann das Lateralprofil der mittleren Konzentration durch eine Normalverteilung

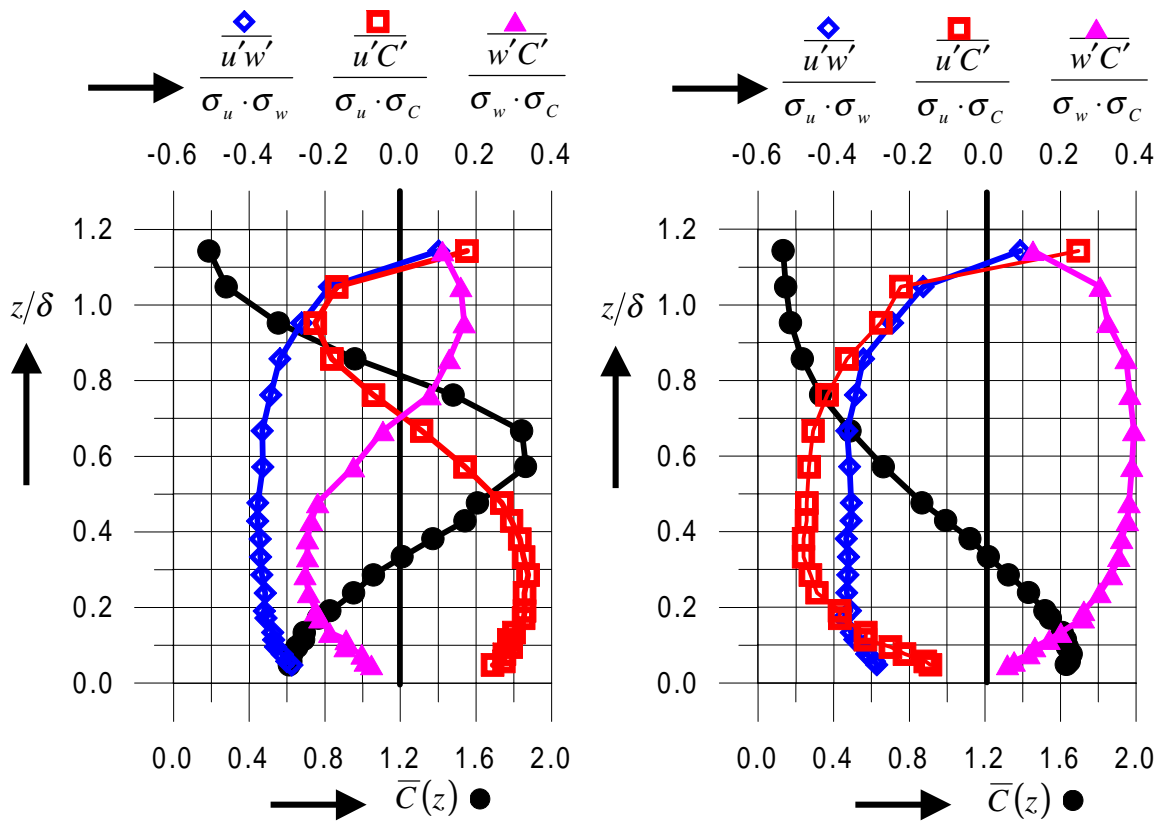


Abb. 59 – Dargestellt sind die Meßergebnisse der Geschwindigkeits-Konzentrations-Korrelationen in der turbulenten Grenzschicht mit einer abgehobenen Punktquelle (links) und einer nahezu bodennahen Punktquelle (rechts).

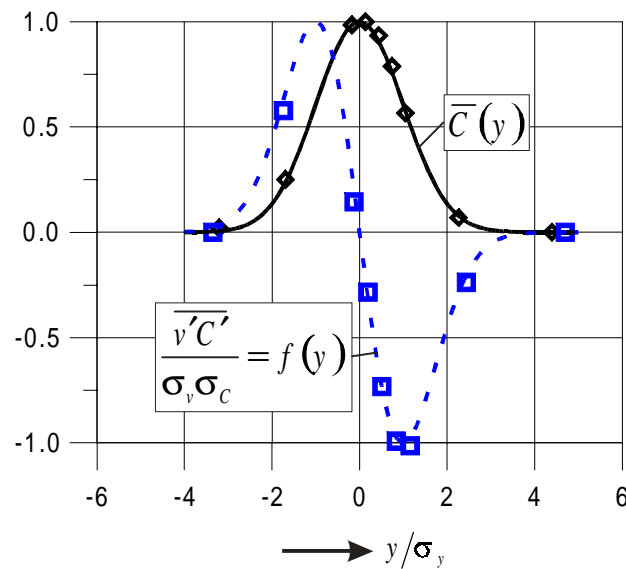


Abb. 60 – Dargestellt sind die lateralen Verläufe der mittleren Konzentration und des turbulenten Massenstrom in y -Richtung.

$$\bar{C}(y,z) = \frac{b_1(z)}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y-b_2}{b_3(z)} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. 141}$$

beschrieben werden, so muß erwartungsgemäß die Korrelationsverteilung einer mathematischen Funktion genügen, die der ersten Ableitung der mittleren Konzentrationsverteilung nach der lateralen Koordinate y entspricht:

$$\overline{v'C'}(y,z) = \frac{a_1(z)}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \frac{y-a_2}{a_3^2(z)} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y-a_2}{a_3(z)} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. 142}$$

Die Größen a_2 und b_2 in Gl. 140 und Gl. 141 kommen einem seitlichen Versatz gegenüber der Symmetrieachse gleich; b_3 charakterisiert den räumlichen Ausbreitungsparameter und a_3 ist mit ihm verwandt. Die Approximation zeigt eine sehr gute Übereinstimmung dieser Verläufe (Abb. 60).

Für eine anschließende Berechnung der Diffusionsparameter ist es ausreichend, die Größen a_1 und b_1 ins Verhältnis zu setzen (siehe folgender Abschnitt).

3.4.2.2 Diffusionsparameter mittels Boussinesq-Ansatz

Der Boussinesq-Ansatz wurde in der allgemeinen Form durch Gl. 82 (S.90) bereits eingeführt.

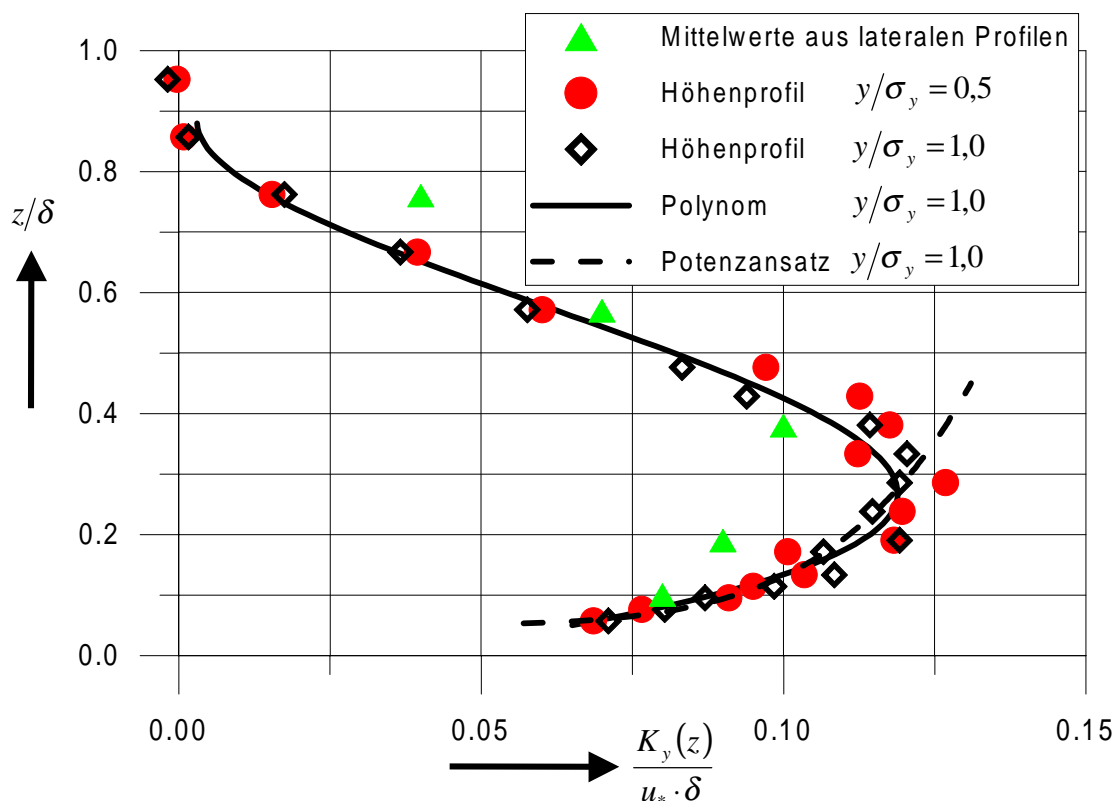


Abb. 61 – Lateraler Diffusionsparameter als Funktion der Höhe. Parameter sind verschiedene y -Abstände bezüglich der lateralen Normalverteilung der Konzentrationsfahne

Die Elemente der Hauptdiagonalen des Tensors 2. Stufe sind speziell für die laterale und vertikale Komponente durch die Gl. 139 und Gl. 140 gegeben. Im Experiment wurden die Diffusionsparameter des Stofftransports für die laterale und vertikale Komponente berechnet. Die entsprechenden Gradienten der mittleren Konzentrationsverteilung wurden durch geeignete mathematische Funktionen approximiert (siehe vorherigen Absatz).

Das Ergebnis für den lateralen Diffusionsparameter $K_y(z)$ zeigt die Abb. 61. Zu sehen sind zwei Vertikalprofile, die jeweils im Wendepunkt (bei $y/\sigma_y \approx 1$) bzw. bei $y/\sigma_y \approx 0,5$ des lateralen Konzentrationsprofils $\bar{C}(x, y, z)$ aufgenommen wurden. Die Auswahl der y -Koordinaten für die Vertikalprofile beruhte auf der logischen Tatsache, daß im Bereich großer Konzentrationsgradienten $\partial \bar{C} / \partial y$ auch große $\overline{v' C'}$ -Korrelationen zu erwarten sind. Auf der Basis der Gl. 140, Gl. 141 und Gl. 142 wird der Quotient aus den approximierten Größen a_1 und b_1 gebildet, der nach Gl. 143 dem lateralen Diffusionsparameter entspricht:

$$K_y(z) = \frac{-\overline{v' C'}}{\partial \bar{C} / \partial y} = \frac{-a_1}{b_1} \quad \text{Gl. 143}$$

Diese Werte sind als Mittelwerte aus den lateralen Profilen in der Abb. 61 bezeichnet.

Einerseits wurde der Verlauf des Vertikalprofils (für $y/\sigma_y \approx 1$) durch ein Polynom dritten Grades (durchgehende Linie)

$$\frac{K_y(z)}{u_* \cdot \delta} = \sum_{i=0}^3 a_i \cdot (z/\delta)^i \quad \text{mit } a = (0,034 \quad 0,705 \quad -1,715 \quad 0,993) \quad \text{Gl. 144}$$

approximiert. Andererseits wurde in Anlehnung an das mittlere Geschwindigkeitsprofil (Berljand, 1982) ein Potenzansatz (gestrichelte Linie) mit eingeschränkter Gültigkeit gewählt (siehe Abb. 61):

$$\frac{K_y(z)}{u_* \cdot \delta} = \frac{K_0}{u_* \cdot \delta} \cdot \bar{u}(z) = \frac{K_0}{u_* \cdot \delta} \cdot u_\delta \cdot \left(\frac{z-d}{\delta-d} \right)^\xi$$

Gl. 145

mit $\frac{K_0 \cdot u_\delta}{u_* \cdot \delta} = 0,166$ und $\xi = 0,21$, gültig für $0 < \frac{z}{\delta} < 30\%$

In der Abb. 62 werden die Resultate für die vertikalen turbulenten Diffusionsparameter präsentiert. Dabei werden Messungen für drei Quellentfernungen ($x = 1000\text{mm}$, 1500mm und 2000mm) und zwei Quellhöhen ($H_Q = 8\text{mm}$ und 75mm bei einer Grenzschichtdicke von $\delta \cong 100\text{mm}$) miteinander verglichen. Ferner ist für die Quellentfernung $x = 1500\text{mm}$ und die Quellhöhe $H_Q = 8\text{mm}$ eine Approximationsfunktion (Polynom fünften Grades) hinzugefügt:

$$\frac{K_z(z)}{u_* \cdot \delta} = \sum_{i=0}^5 a_i \cdot (z/\delta)^i \text{ mit}$$

Gl. 146

$$a = (0,0088 \quad 0,6423 \quad -2,2838 \quad 3,6973 \quad -2,6962 \quad 0,6878)$$

Für den Potenzansatz ergibt sich (nicht dargestellt):

$$\frac{K_z(z)}{u_* \cdot \delta} = \frac{K_{z1}}{u_* \cdot \delta} \left(\frac{z}{\delta} \right)^\beta \text{ mit } \frac{K_{z1}}{u_* \cdot \delta} = 0,053, \frac{z_1}{\delta} = 10\% \text{ und } \beta = 0,50,$$

Gl. 147

gültig für $0 < \frac{z}{\delta} < 20\%$

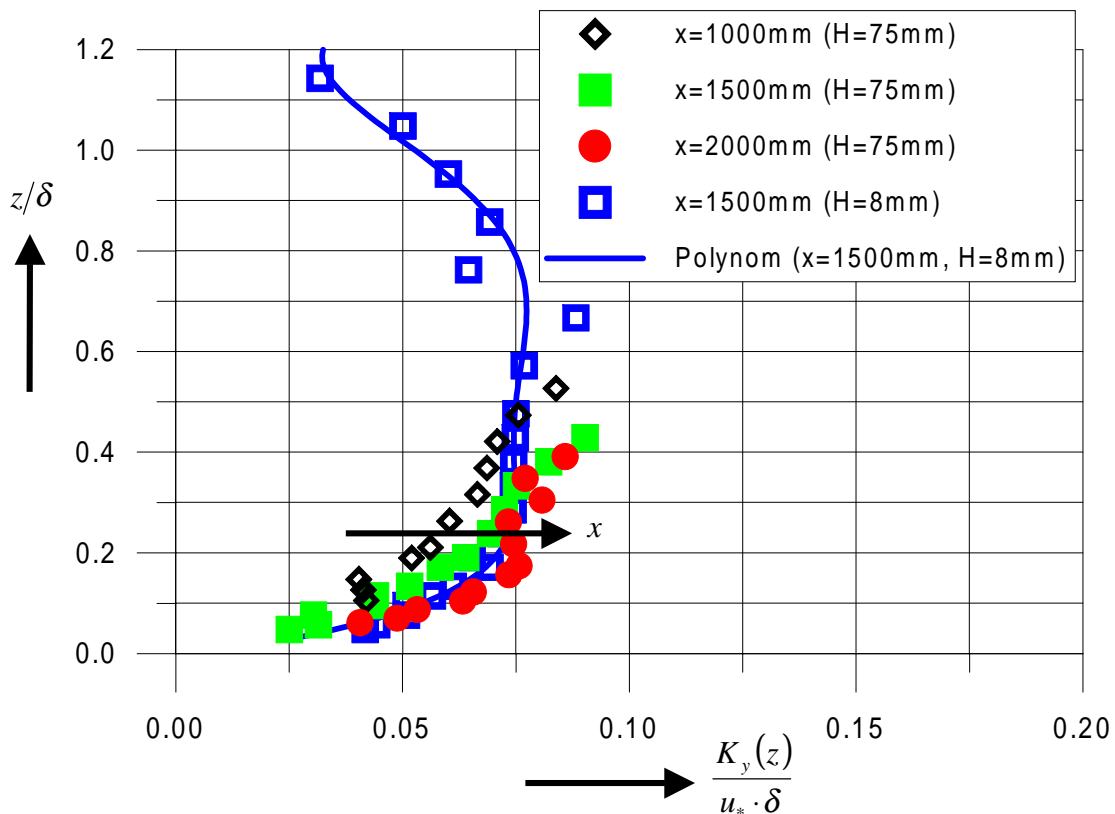


Abb. 62 – Vertikaler turbulenter Diffusionsparameter als Funktion der Höhe. Parameter sind verschiedene Quellentfernungen und zwei Quellhöhen. Zusätzlich wurde eine Approximationsfunktion in Form eines Polynoms hinzugefügt.

Die Diffusionsparameter sind bekanntlich von der Quellentfernung abhängig. Für die größere Quellhöhe ist in der Abb. 62 eine leichte x -Abhängigkeit zu erkennen.

Einen Vergleich der turbulenten Diffusionsparameter zwischen Impulstransport (turbulente Wirbelzähigkeit) und dem lateralen und vertikalen Stofftransport zeigt die Abb. 63. Die turbulente Wirbelzähigkeit und der vertikale Diffusionsparameter verlaufen in der unteren Hälfte der Grenzschicht beinahe identisch. In diesem Bereich weist der laterale Diffusionsparameter die größten Werte auf. In der oberen Hälfte der Grenzschicht überwiegt der vertikale Diffusionstransport. Das Verhältnis der vertikalen Diffusionsparameter zwischen Impuls- und Stoffaustausch stellt eine

Ähnlichkeitskennzahl dar, und zwar die Schmidt-Zahl, die im nächsten Abschnitt 3.4.3 (S.115) besprochen wird.

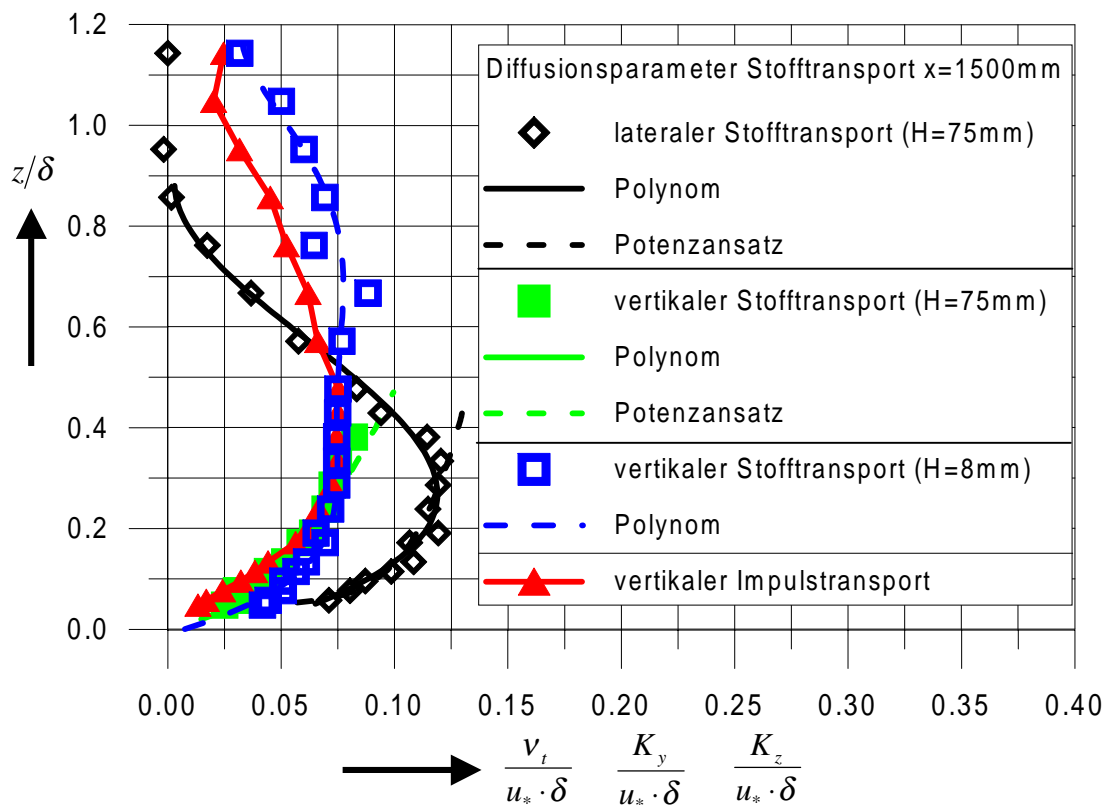


Abb. 63 – Vergleich der turbulenten Diffusionsparameter für die laterale und vertikale Richtung

3.4.2.3 Vergleich der Diffusionsparameter für den Stofftransport

Am Anfang des Abschnitts 3.4.2 wurden drei verschiedene Methoden zur Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameter für den vertikalen Stofftransport angesprochen. Anhand der gemessenen, mittleren Konzentrationsprofile wurden die räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z als Funktion der Quellentfernung x und für verschiedene Quellhöhen bestimmt. Anschließend wurden die Diffusionsparameter entsprechend der Gl. 102 (S.94) durch Differenzieren nach der Ausbreitungskoordinate x berechnet. Die Ergebnisse sind für verschiedene Quellentfernungen, die sich aus einem Vielfachen der Quellhöhe zusammensetzen, in Abb. 64 dargestellt. Es wird im Fernfeld erwartet, daß die auf diese Weise ermittelten Verläufe für die verschiedenen Quellentfernungen ineinander übergehen, das auch durch Abb. 64 bestätigt wird. Das Differenzieren von Meßwerten verstärkt bekanntlich die Fehlerbandbreite der Meßwerte, welches beim Vergleich dieser Meßwerte mit anderen zu berücksichtigen ist.

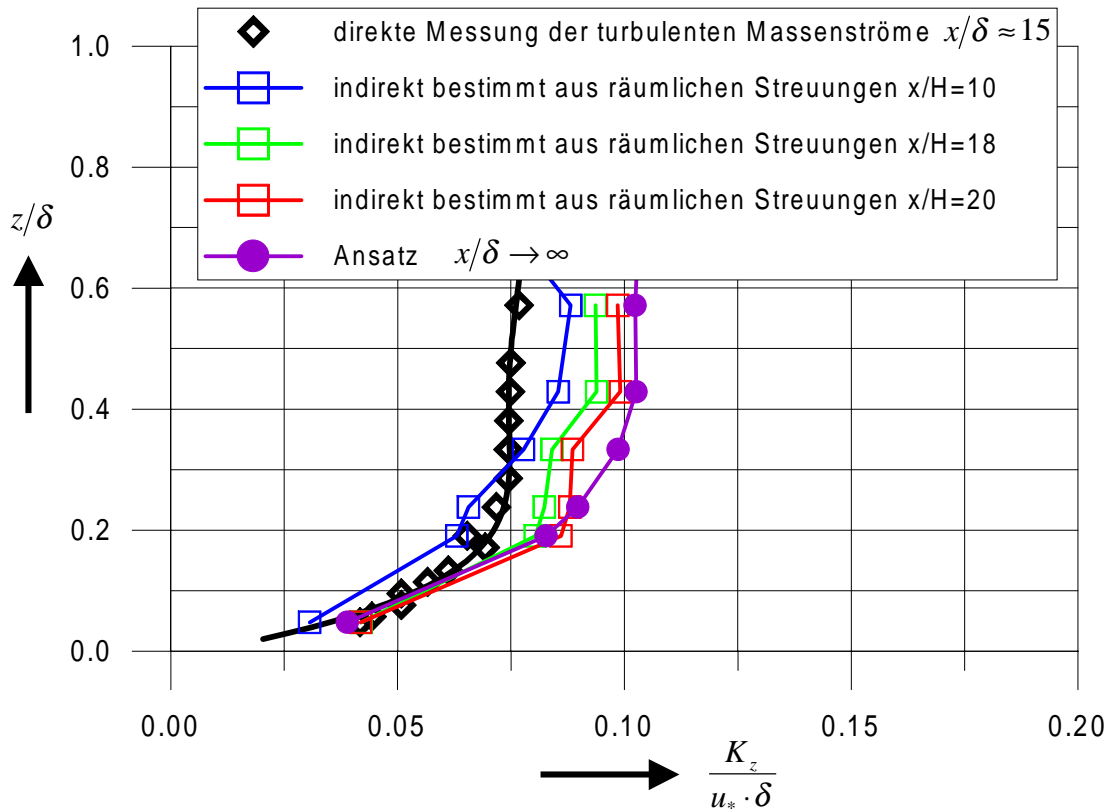


Abb. 64 – Vergleich der Diffusionsparameter für den vertikalen Stofftransport in der Plattengrenzschicht des Übergangsgebietes von hydraulisch glatt zu aerodynamisch vollrau (Rauigkeit PR2). Der verwendete theoretische Ansatz entspricht Gl. 126 (S.100).

Zusätzlich zeigt die Abb. 64 sowohl den theoretischen Verlauf nach Gl. 126 (S.100) als auch die Meßwerte der direkten Messung, das heißt den aus dem turbulenten Massenstrom bestimmten Diffusionsparameter.

Grundsätzlich zeigen die auf verschiedene Weise bestimmten vertikalen Diffusionsparameter denselben qualitativen Verlauf. Bis zu einer Höhe von knapp 20% der Grenzschichtdicke stimmen die Zahlenwerte zwischen den drei Verfahren gut überein. Oberhalb davon überschätzen der theoretische Ansatz nach Gl. 126 (S.100) und die Methode über die räumlichen Ausbreitungsparameter den vertikalen Diffusionsparameter um rund 30%.

3.4.3 Turbulente Schmidt-Zahl - Analogie zum Impulstransport

Die Schmidt-Zahl (Sc) ist eine Ähnlichkeitskennzahl (auch Analogiekennzahl), die das Verhältnis der Austauschgrößen zwischen Impuls- und Stoffaustausch charakterisiert. Da der molekulare Transport außerhalb der laminaren Unterschicht in turbulenten Grenzschichtströmungen gegenüber dem turbulenten Transport vernachlässigt wird, ist die turbulente Schmidt-Zahl vorrangig von Interesse, die als Quotient beider Diffusionsparameter definiert ist:

$$Sc_t = \frac{v_t}{K_z}$$

Gl. 148

Das Pendant zur turbulenten Schmidt-Zahl in wärmetransportierenden Strömungen ist die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t , die das Verhältnis zwischen Impuls- und Wärmetransport darstellt. Unter der Annahme, daß der Stoff- und Wärmeaustausch einander näher verwandt sind als beide mit dem Impulsaustausch, werden Ergebnisse der turbulenten Prandtl-Zahl aus der Literatur zum Vergleich herangezogen.

Aus dem bisherigen ist bekannt, daß die Diffusionsparameter für den Stoff- und Impulstransport eine Höhenabhängigkeit aufweisen, die sich qualitativ voneinander unterscheidet. Demzufolge wird die turbulente Schmidt-Zahl (Gl. 148) innerhalb der Grenzschicht ebenfalls von der Höhe abhängig sein (vergleiche Abb. 65).

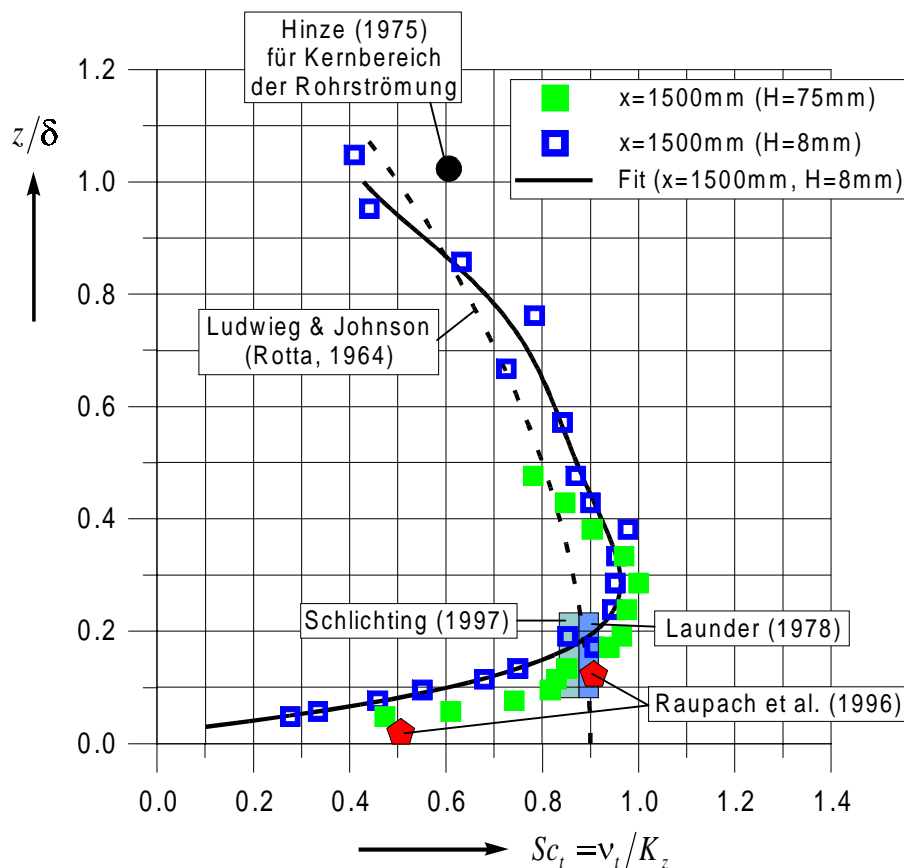


Abb. 65 – Turbulente Schmidt-Zahl als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht.

Aus den Meßdaten wurde die turbulente Schmidt-Zahl entsprechend der Gl. 148 berechnet. Sowohl die Resultate der größeren Quellhöhe als auch der Verlauf für die kleinere Quellhöhe, approximiert durch

$$Sc_t(z) = \sum_{i=0}^5 a_i \cdot (z/\delta)^i \quad \text{mit } a = (-0,226 \quad 12,2 \quad 46,2 \quad 81,0 \quad -67,9 \quad 21,5), \quad \text{Gl. 149}$$

werden in der Abb. 65 neben bekannten Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

In einer Höhe von etwa 30% der Grenzschichtdicke δ verlaufen der Impuls- und Stofftransport etwa gleichermaßen intensiv, das heißt $Sc_t \cong 1$. Sowohl unterhalb als auch oberhalb davon überwiegt die turbulente Diffusion K_z gegenüber der turbulenten Wirbelzähigkeit ν_t , d.h. $Sc_t < 1$. Die Ursache im oberen Bereich der Grenzschicht ist auf das dort vorhandene intermittierende Verhalten der Strömung zurückzuführen. Aus dem unteren Bereich werden diskontinuierlich, großräumige turbulente Strukturen herausgeschleudert (engl. „Ejections“), die einerseits einen großskaligen Stoffaustausch verursachen, aber andererseits eine kleine turbulente Zähigkeit zur Folge haben.

Im wandnahen Bereich sind vermutlich die „Sweeps“ für den erhöhten Austauschprozeß verantwortlich. Stellt man sich den „Sweep“ als einen Freistrahlfur, der neues frisches Material mit niedriger Konzentration aus dem äußeren Bereich der Grenzschicht in die Region nahe der Wand transportiert, so wird der erhöhte Stoffaustausch gegenüber dem Impulsaustausch verständlich. Daß die turbulente Schmidt-Zahl nahe der Wand Werte um 0,5 annimmt, zeigt die anschließende Abschätzung.

Innerhalb der Schicht konstanter Wandschubspannung (bis etwa 20%) beschreibt Gl. 46 (S.50) die turbulente Zähigkeit. Der turbulente Diffusionsparameter für den vertikalen Stoffaustausch ist durch Gl. 126 (S.100) gegeben. In dieser Gleichung entfällt bei Betrachtung des Fernfeldes die Fehlerfunktion. Das Verhältnis der RMS-Werte zwischen den vertikalen und longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen (siehe Abschnitt 2.3.2, S.27) ist $\sigma_w/\sigma_u \approx 0,55$; der RMS-Wert der vertikalen Geschwindigkeitskomponente bezogen auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit beträgt $\sigma_w/u_* \cong 1,1$ (siehe Tabelle 4, S.29). Der integrale Längenmaßstab L_{wx} , bestimmt aus der Autokorrelationsfunktion unter Zuhilfenahme der Taylor-Hypothese, zeigt in diesem Bereich eine lineare Abhängigkeit von der Höhe z (siehe Abb. 38, S.72, u.a. Liedtke, 1992). Die Steigung beträgt etwa 0,65 (für Rauigkeit PR2). Somit entscheidet das Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit über die turbulente Schmidt-Zahl im bodennahen Bereich (bis maximal 20% der Grenzschichtdicke), wie die Gleichung beweist:

$$\begin{aligned}
Sc_t &= \frac{v_t}{K_z} = \frac{\kappa \cdot z}{\delta} \cdot \frac{\sigma_u}{\sigma_w} \cdot \frac{u_*}{\sigma_w} \cdot \frac{\delta}{L_{wx}} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \\
&\cong \frac{0,4}{0,55 \cdot 1,1 \cdot 0,65} \cdot \frac{\bar{u}}{u_c} \\
&\cong 1,0 \cdot \frac{\bar{u}}{u_c}
\end{aligned}$$

Gl. 150

Aus der Abb. 33 (S.64) ist bekannt, daß das Verhältnis u_c/\bar{u} höhenabhängig ist. Am Boden liegen die größten Werte mit etwa 2 vor; mit zunehmender Höhe (bis etwa 20% der Grenzschichtdicke) fällt das Verhältnis u_c/\bar{u} auf 1 ab. Demzufolge ist die Sc-Zahl am Boden etwa 0,5 und wächst auf 1,0 in einer Höhe von 20% der Grenzschichtdicke an.

Die Frage nach dem Einfluß der Bodenrauigkeit läßt sich wie folgt beantworten. Mit zunehmender Bodenrauigkeit wird der integrale Längenmaßstab der Turbulenz in Längsrichtung kleiner. „Streaks“ können sich nicht mehr ungehindert ausbilden, sie werden durch die Bodenrauigkeiten nach oben abgelenkt. Der Längenmaßstab nähert sich mit abnehmender Höhe einem Wert in derselben Größenordnung wie die Höhe k der Bodenrauigkeiten (vergleiche Abb. 36, S.70). Die Rauigkeiten steuern somit kleinskalige Turbulenz dem Austauschprozeß bei, die dazu führt, daß die große Diskrepanz zwischen Stoff- und Impulsaustausch abnimmt, und das Verhältnis beider, die turbulente Schmidt-Zahl, sich dem Wert 1 nähert.

Hinze (1975) gibt für den Kernbereich der Rohrströmung einen Wert von $Sc_t = 0,625$ an. Die turbulenten Schwankungsgrößen besitzen dort ihre kleinsten Werte, sind jedoch im Vergleich zum oberen Rand der Grenzschichtströmung über einer Platte erheblich größer. Dort zeigt sich demzufolge ein geringerer Impulsaustausch, d.h. $Sc_t \approx 0,4$ (siehe Abb. 65). Launder (1978) erwähnt für wandnahe Turbulenz $Sc_t = 0,9$. Das deckt sich mit den hier vorgestellten Untersuchungen, da mit abnehmendem Wandabstand die turbulente Schmidt-Zahl ansteigt. Reichardt (1951) bestätigt größere Werte in Wandnähe gegenüber dem oberen Grenzschichtrand und weist einen Mittelwert von $Sc_t = 0,77$ aus. Im Vergleich dazu zeigt die eigene Untersuchung als räumlichen Mittelwert über der Höhe $Sc_t \approx 0,8$.

Für die turbulente Prandtl-Zahl leitet Schlichting & Gersten (1997, S.581) in der Schicht konstanter Schubspannung (Prandtl-Schicht) einen konstanter Wert von $Pr_t = 0,87$ ab. Mit der Annahme, daß der turbulente Transport von Wärme und Masse gleichartig verläuft, ist in Bodennähe einer hydraulisch glatten Grenzschichtströmung ein ähnlicher Wert für die turbulente Schmidt-Zahl zu erwarten. Die Ausbreitung zwischen den Rauigkeiten in vollkommen rauhen Grenzschicht-

strömungen verhält sich ähnlich wie in turbulenten Mischungsschichten (engl. „Mixing Layer“), dies schlußfolgern Raupach et al. (1996, S.366ff.) anhand von Messungen zum turbulenten Wärmetransport. Die turbulente Prandtl-Zahl beträgt innerhalb der Bodenrauigkeiten $Pr_t = 0,5$; für die Prandtl-Schicht führen die Autoren einen Wert von $Pr_t = 0,91$ an. Die eigenen Messungen deuten für den wandnahen Bereich, das heißt innerhalb der Rauigkeiten, ebenfalls wesentlich kleinere Werte als 1 für die turbulente Schmidt-Zahl an (siehe Abb. 65).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die hier vorgestellten Messungen einen von der Höhe abhängigen Verlauf zeigen, obgleich zahlreiche Autoren (siehe u.a. Hawas 1973) einen konstanten Wert für die turbulente Schmidt-Zahl innerhalb der Grenzschicht benutzen. Insbesondere im oberen Bereich der Grenzschicht und innerhalb der Rauigkeiten verläuft der Stoffaustausch nahezu doppelt so intensiv wie der Impulsaustausch.

3.4.4 Konzentrationsverteilung am Boden hinter einer Punktquelle

Bei der atmosphärischen Ausbreitung von Schadstoffen interessiert häufig die Frage nach der Bodenkonzentration im Nachlauf einer Punktquelle. Zu diesem Zweck wurde die Konzentrationsverteilung am Boden in drei der vier betrachteten Modellgrenzschichten (PR2-PR4) gemessen. Die Verteilung weist einen charakteristischen Verlauf auf. Im Falle von abgehobenen Punktquellen nimmt die Bodenkonzentration mit wachsender Entfernung zu, erreicht ihr Maximum und fällt darüber hinaus ab. Die Lage der maximalen Bodenkonzentration $x_{Cd\max}$ und der Konzentrationswert an diesem Ort $C_{d,\max}$ sind die markanten Punkte dieses Verlaufs. Beide Größen wurden aus der Approximation der Bodenkonzentrationsverteilung mit einem Ansatz nach dem Gauß-Modell

$$C_d = \frac{H_Q^2}{2 \cdot \pi \cdot a_y \cdot x^{b_y} \cdot a_z \cdot x^{b_z}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{H_Q}{a_z \cdot x^{b_z}} \right)^2\right) \quad \text{Gl. 151}$$

bestimmt und werden im weiteren näher betrachtet.

3.4.4.1 Entfernung der maximalen Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe

In der Abb. 66 sind die Meßergebnisse für die maximale Bodenkonzentration in Abhängigkeit von der Quellhöhe dargestellt. Die beiden aerodynamisch vollrauhigen Grenzschichten (PR3 und PR4) verhalten sich nahezu gleich. Die Rauigkeit PR2 (Übergangsgebiet) zeigt größere Werte für das Maximum der Bodenkonzentration als die aerodynamisch vollrauhigen Grenzschichten. Eine

naheliegende Erklärung ist, daß die höheren Maximalwerte der Bodenkonzentration für die kleinere Rauigkeiten durch die geringere Vermischung verursacht wird. Jedoch läßt sich aus der Gauß-Lösung folgende Beziehung ableiten:

$$C_{d,\max} \propto \frac{K_z}{K_y} \quad \text{Gl. 152}$$

Angenommen, die Diffusionsparameter K_y und K_z verhalten sich näherungsweise direkt proportional zur aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 , so bliebe das Verhältnis und somit auch das Maximum der Bodenkonzentration konstant. Mit Hilfe der Gl. 125 und Gl. 126 (S.100) kann Gl. 152 für das Fernfeld neu formuliert werden:

$$C_{d,\max} \propto \left(\frac{\sigma_w}{\sigma_v} \right)^2 \cdot \frac{L_{wvx}}{L_{vwx}} \quad \text{Gl. 153}$$

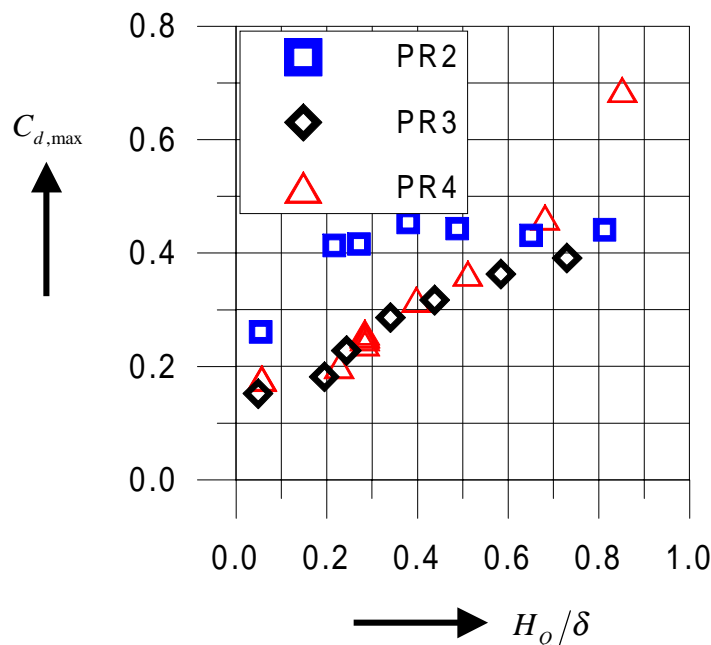


Abb. 66 – Maximale Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe.

Aus dem Abschnitt 2.3.2 (insbesondere Abb. 8, S.30) ist bekannt, daß mit zunehmender Rauigkeit die Anisotropie der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen sich verringert, d.h. daß das Verhältnis σ_w/σ_v sich leicht vergrößert und dem Wert 1 nähert. Das Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe L_{wvx}/L_{vwx} zeigt eine deutliche Vergrößerung bei abnehmender aerodynamischer Rauigkeitslänge z_0 (siehe Abb. 42, S.75), womit als Ergebnis sich kleinere Maximalwerte der Bodenkonzentration für rauhere gegenüber weniger rauhen Grenzschichten einstellen. Das Resultat stimmt mit der Abb. 66 überein.

Weiterhin ist aus der Abb. 66 ersichtlich, daß mit wachsender Quellhöhe die maximale Bodenkonzentration zunimmt. Dieser Effekt tritt deutlicher für die rauheren Grenzschichtströmungen (PR3 und PR4) als für die Rauhgkeit PR2 (Übergangsgebiet) hervor. Zunehmende Konzentrationen deuten auf kleinere Diffusionsparameter hin. Dieser Sachverhalt stimmt qualitativ mit den Resultaten für die Diffusionsparameter aus der Abb. 63 (S.114) überein, die mit wachsender Höhe abnehmende Diffusionsparameter bescheinigen.

3.4.4.2 Maximale Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe

Aus der geschlossenen Lösung (Ihlenfeld 1979, S.54 Gl. 5.42) ist eine Beziehung für den Ort der maximalen Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe ableitbar:

$$\frac{x_{Cd\max}}{H_Q} = \frac{1}{4} \frac{\bar{u}_H \cdot H_Q}{K_z} \quad \text{Gl. 154}$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß mit wachsendem Diffusionsparameter K_z der Ort maximaler Bodenkonzentration $x_{Cd\max}$ näher an die Quelle H_Q rückt.

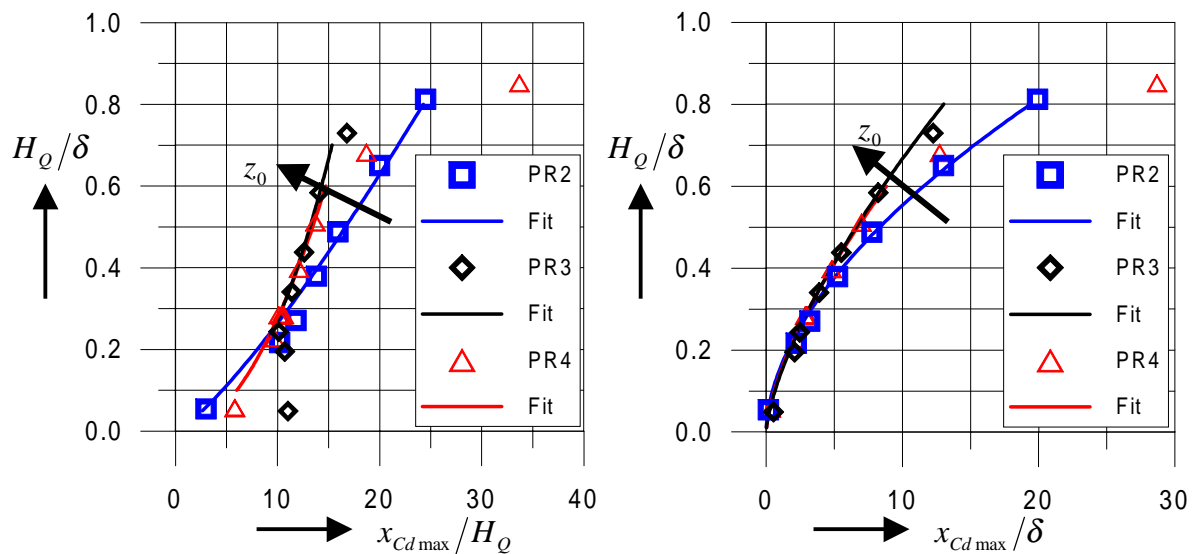


Abb. 67 – Lage der maximalen Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe für verschiedene aerodynamisch raue Grenzschichten. In der linken Abbildung wurde die Entfernung der maximalen Bodenkonzentration mit der Quellhöhe, im rechten Bild mit der Grenzschichtdicke normiert.

Die Gl. 154 kann vereinfacht werden, wenn einerseits für die Geschwindigkeit in Quellhöhe das logarithmische Wandgesetz (Gl. 12, S.21) eingeführt wird. Andererseits wird der normierte Diffusionsparameter entsprechend Gl. 126 (S.100) ersetzt (Vernachlässigung der x -Abhängigkeit). Ferner werden die Größen und Verhältnisse, deren Wert sich nicht ändert (beschränkt auf den Bereich nahe am Boden), zu einer gemeinsamen Konstanten C_1 zusammengefaßt, der Exponent ε wird als variabel angesehen, so daß sich folgende Gleichung ergibt:

$$\frac{x_{Cd \max}}{H_Q} = C_1 \cdot \left(\frac{H_Q}{\delta} \right)^\varepsilon \cdot \ln \left(\frac{H_Q}{z_0} \right) \quad \text{Gl. 155}$$

Wird diese Gleichung auf die experimentellen Resultate angewandt, so folgt für den Exponenten ε der Bereich $1 < \varepsilon < 2$, wobei eine Abhängigkeit von der Rauigkeit vorliegt. Die Konstante ergab sich zu $C_1 = 3,6$.

Aus Abb. 67 wird ersichtlich, daß die Normierung mit der Grenzschichtdicke (rechte Abbildung) besser zur Verallgemeinerung der Ergebnisse geeignet ist als die Normierung mit der Quellhöhe (linke Seite).

4 Zusammenfassung und Schlußbemerkung

In dieser Arbeit werden theoretische und experimentelle Untersuchungen zu turbulenten Strömungs- und Ausbreitungsvorgängen in verschiedenen rauhen, natürlich gewachsenen Grenzschichten dargestellt. Insbesondere wird auf die Höhenverteilungen ausgewählter turbulenter Strömungs- und Ausbreitungsgrößen innerhalb der Grenzschicht eingegangen. Dabei wird verschiedentlich versucht, eine anschauliche Vorstellung der physikalischen Vorgänge, speziell mit der Verwendung kohärenter Strukturen, zu geben.

Im einzelnen werden verschiedene Arten von Experimenten innerhalb turbulenter Plattengrenzschichten in einem offenen Windkanal durchgeführt. Das sind erstens Geschwindigkeitsmessungen im Strömungsfeld, zweitens Konzentrationsmessungen im Ausbreitungsfeld und drittens zeitgleiche Messungen mit beiden Meßmethoden. Die hierbei untersuchten, verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten unterteilen sich in eine hydraulisch glatte (zum Vergleich), zwei aerodynamisch vollrauhe Grenzschichten und eine Grenzschicht aus dem Übergangsgebiet von hydraulisch glatt zu aerodynamisch vollkommen rauh.

Die Untersuchungen beziehen sich nicht nur auf die mittleren Geschwindigkeitsverteilungen und die Profile der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen, sondern auch auf die Verteilung der turbulenten Schubspannung. Dazu werden theoretische Beziehungen, abgeleitet aus den mittleren Geschwindigkeitsprofilen, entwickelt. Es folgt ein Vergleich verschiedener Arten zur Normierung der experimentellen Ergebnisse. Die ausführliche Diskussion der Frage zur Bestimmung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* in rauhen turbulenten Plattengrenzschichten hat zum Resultat, daß der Clauser-Plot die einzige geeignete Methode ist. Die Suche nach der Ursache, warum der Wert aus der $\overline{u'w'}$ - Korrelation nahe am Boden zu kleine Werte gegenüber der Theorie aufweist, führte zum theoretischen Zusammenhang zwischen den Turbulenzintensitäten (Reynolds'schen Normalspannungen) und der turbulenten Schubspannung. Als wichtiges Ergebnis wird eine einfache, theoretische Beziehung gegeben, die von der Anschauung ausgeht, daß sich großräumige Strukturen (engl. „Streaks“) auf einer Ebene stromabwärts bewegen, die um einen Winkel γ_0 , dem sogenannten Neigungswinkel der Hauptspannungsebene, gegenüber der Wandebene gekippt ist. Der Neigungswinkel ist stark höhenabhängig, nimmt mit wachsender Rauigkeit und Höhe zu und weist im mittleren Teil der Grenzschicht einen Winkel von rund 20 Grad auf.

Aus der turbulenten Schubspannung wird die turbulente Zähigkeit ν_t abgeleitet und mit Hilfe theoretischer Beziehungen und experimenteller Ergebnisse in den verschiedenen rauhen Grenzschichten

verglichen. In der normierten Darstellung zeigt sich ein Maximum in einer Höhe von $z/\delta \approx 30\%$ mit einem Wert von $v_t/(u_* \cdot \delta)_{\max} \cong 0,07$. Abweichende Aussagen in der Literatur sind vermutlich auf Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* und der Grenzschichtdicke δ zurückzuführen.

Sehr ausführlich wird sich mit den integralen Maßstäben der Turbulenz befaßt. Ausgehend von der Verletzung der Taylor-Hypothese in der turbulenten Scherschicht werden detaillierte Untersuchungen zur Wirbeltransportgeschwindigkeit u_c ausgeführt. Als Resultate werden der Einfluß der Rauigkeit und die Höhenverteilung der Wirbeltransportgeschwindigkeit innerhalb der turbulenten Grenzschicht vorgelegt. Die Tatsache, daß das Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Boden der Grenzschicht deutlich größere Werte als 1 annimmt, läßt eine starke Diskrepanz zwischen den integralen Längenmaßstäben aus Messungen der Autokorrelation und der 2-Punktkorrelation vermuten. Die durchgeführten Experimente verdeutlichen diesen grundlegenden Sachverhalt; sämtliche in der Natur gemessenen integralen Längenmaßstäbe (aus Autokorrelationsmessungen) werden gegenüber ihrer tatsächlichen Größe deutlich unterschätzt. Vermutlich verursachen nahe am Boden befindliche kohärente Strukturen wesentlich größere integrale Längenmaßstäbe als bisher angenommen. In diesem Abschnitt werden weiterhin die Höhenverteilungen der wichtigsten Integralmaßstäbe einander gegenübergestellt. Der Einfluß der Bodenrauigkeit auf den integralen Längenmaßstab läßt sich folgendermaßen bildhaft zusammenfassen: Im Bereich der Rauigkeiten sind Längenmaßstäbe in der Größenordnung wie die Höhe der Rauigkeiten anzutreffen. Oberhalb davon bilden sich, wie über glatten Platten, kohärente Strukturen aus, deren integrale Längenmaßstäbe mit denen in der Rauigkeitsschicht verschmelzen, d.h. über rauheren Oberflächen sind in Bodennähe kleinere integrale Längenmaßstäbe anzutreffen als über weniger rauhen Grenzschichten. Geht man von „Streaks“ aus, die durch „Sweeps“ erzeugt werden, so werden diese über hydraulisch glatten Oberflächen weniger stark als über rauhen Oberflächen nach oben abgelenkt, bis sie schließlich in einem Auswurf (engl. „Ejections“) enden. Diese Aussage wird durch den zuvor registrierten Neigungswinkel der Ebene, in der sich kohärente Strukturen stromabwärts bewegen, bestätigt. Der Neigungswinkel ist über aerodynamisch vollrauen Platten größer als über hydraulisch glatten Flächen.

Der zweite Komplex beschäftigt sich mit der Ausbreitung eines passiven Tracergases im Nachlauf einer horizontal, isokinetisch ausblasenden Punktquelle. Mit Hilfe der Kopplung eines instationären Konzentrationsmeßverfahrens und der Hitzdrahtanemometrie (X-Sonde) werden Kreuzkorrelationen zwischen dem Geschwindigkeits- und Konzentrationssignal gemessen. Damit ist die direkte Messung der turbulenten Massenflüsse möglich. Die in der Praxis vorgenommene Vernachlässigung

des in Ausbreitungsrichtung liegenden turbulenten Massenflusses gegenüber dem konvektiven Transport wird anhand der experimentellen Ergebnisse quantifiziert. Der durch die Vernachlässigung auftretende Fehler ist kleiner als $\pm 5\%$ im Untersuchungsgebiet. Neben einer Abhängigkeit von der Quellhöhe und der Höhe innerhalb der Grenzschicht tritt die Quellentfernung als weitere Einflußgröße in Erscheinung.

Aus den turbulenten Massenflüssen lassen sich mittels der Boussinesq-Approximation die turbulenten Diffusionsparameter als Funktion der Höhe ableiten. Dabei zeigt sich speziell für den lateralen Diffusionsparameter im unteren Teil der Grenzschicht ein, dem mittleren Geschwindigkeitsprofil proportionaler Verlauf. Letzteres ist eine in der Literatur häufig anzutreffende Annahme, die damit experimentell verifiziert wird.

Weiterhin werden theoretische Beziehungen, die das Nah- und Fernfeld berücksichtigen, sowohl für die turbulenten Diffusionsparameter K_y und K_z als auch für die räumlichen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z hergeleitet und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von der Höhe und der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 .

Aus dem Verhältnis der experimentell ermittelten, turbulenten Diffusionsparameter für den Impuls- und Stoffaustausch wird die turbulente Schmidt-Zahl für die Übergangsrauigkeit (zwischen hydraulisch glatt und aerodynamisch vollrau) berechnet, die, wie die Diffusionsparameter selbst, stark über der Höhe variiert. Dieses Ergebnis korrigiert deutlich die verbreitete Annahme, daß die turbulente Schmidt-Zahl eine Konstante, also nicht höhenabhängig ist. Mit Hilfe theoretischer Überlegungen wird der Einfluß der Rauigkeit nahe am Boden abgeschätzt. Somit werden die in der Literatur anzutreffenden Widersprüche bezüglich der Größe der turbulenten Schmidt-Zahl geklärt.

Die anfangs gestellte Frage, ob die Modellierung des unteren Teils der Grenzschicht in Windkanälen ausreichend ist, muß mit der Kenntnis, daß kohärente Strukturen innerhalb der gesamten turbulenten Grenzschicht wirken, verneint werden. Wie groß der Fehler ist, wenn dennoch Experimente oberhalb der Rauigkeitsschicht ausgeführt werden, können nur zukünftige Untersuchungen zu den turbulenten Eigenschaften in künstlich verdickten Grenzschichten zeigen.

5 Literaturverzeichnis

Albring, W. (1962) Angewandte Strömungslehre. Dresden und Leipzig: Verlag von Theodor Steinkopff (2)

Albring, W. (1981) Elementarvorgänge fluider Wirbelbewegungen. Berlin: Akademie-Verlag

Anfossi, D., E. Ferrero, D. Sachetti, S. T. Castelli (1997) Comparison among empirical probability density functions of the vertical velocity in the surface layer based on higher order correlations. *Boundary-Layer Meteor.* 82, 193-218

Antonia, R. A.; R. E. Luxton (1971a) The response of a turbulent boundary layer to an upstanding step change in surface roughness. *J. of Basic Eng.*, 22-34

Antonia, R. A.; R. E. Luxton (1971b) The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. Part 1. Smooth to rough. *J. Fluid Mech.* 48(4), 721-761

Antonia, R. A.; R. E. Luxton (1972) The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. Part 2. Rough-to-smooth. *J. Fluid Mech.* 53(4), 737-757

Atkinson, B. W. (1995) Introduction to the fluid mechanics of meso-scale flow fields. In: *Diffusion and transport of pollutants in atmospheric mesoscale flow fields* (Eds.: A. Gyr und F.-S. Rys). Dordrecht: Kluwer Academic Publishers

Baerentsen, J. H., R. Berkowicz (1984) Monte Carlo simulation of plume dispersion in the convective boundary layer. *Atmos. Env.* 18(4), 701-712

Berljand, M. E. (1963) Zur Theorie turbulenter Diffusion (in Russisch). *Tr. GGO Band 138*, S. 31-37

Berljand, M. E. (1982) Moderne Probleme der atmosphärischen Diffusion und der Verschmutzung der Atmosphäre. (Hrsg.: H. Ihlenfeld). Berlin: Akademie Verlag

Bessem, J. M.; L. J. Stevens (1984) Cross-correlation measurements in a turbulent boundary layer above a rough wall. *Phys. Fluids* 27(9), 2365-2366

Bottema, M. (1996) Roughness parameters over regular rough surface: Experimental requirements and model validation. *J. of Wind Eng. and Ind. Aerod.* 64, 249-265

- Bottema, M. (1997) Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion. *Atmos. Env.* 31(18), 3059-3075
- Bradshaw, P.; D. H. Ferriss (1965) N.P.L., Aero Rept. 1145 (nach Antonia & Luxton 1971b)
- Britter, R. (1980) The ground level extent of a negatively buoyant plume in a turbulent boundary layer. *Atmos. Env.* 14, 779-78
- Brown, G. L.; A. S. W. Thomas (1977) Large structure in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* 20, 243-252
- Brown, S. T. (1987) Concentration prediction for meandering plumes based on probability theory. *Atmos. Env.* 21(6), 1321-1330
- Brown, M. J.; A. P. S. Arya; W. R. Snyder (1993) Vertical dispersion from surface and elevated releases: An investigation of a non-Gaussian plume model. *J. Appl. Meteor.* 32, 490-505
- Bruun, H. H. (1995) Hot-wire anemometry. Oxford: Oxford University Press
- Businger, J. A.; J. C. Wyngaard; Y. Izumi; E. F. Bradley (1971) Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.* 28, 181-189
- Cantwell, B. G. (1981) Organized motion in turbulent flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 13, 457-515
- Cheung, J. C. K.; J.D. Holmes, W.H. Melbourne, N. Lakshmanan, and P. Bowditch (1990) Pressures on a 1/10 scale model of the Texas Tech Building. Monash University & CSIR Report CheungJ-R1
- Chowdhury, S. (1966) Colorado State University, Tech. Rep. CER65SC-EJP57 (nach Antonia & Luxton 1971b)
- Comte-Bellot, G.; S. Corrsin (1971) Simple Eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid-generated, 'isotropic' turbulence. *J. Fluid Mech.* 48(2), 273-337
- Compton, D. A. & J. K. Eaton (1996) A high-resolution laser Doppler anemometer for three-dimensional turbulent boundary layer. *Exp. in Fluids* 22, 111-117
- Counihan, J. (1975) Adiabatic atmospheric boundary layers: A review and analysis of data from the period 1880-1972. *Atmos. Env.* 9(9), 871-905

- Courtney, M. S. (1988) An atmospheric turbulence data set for wind turbine research. Wind Energy Conversion, Proc. 1988 BWEA Wind Energy Conf. (Ed.: D. J. Milborrow), 89-94, Mech. Eng. Publ.
- Csanady, G. T.; G. R. Hilst; N. E. Bowne (1968) Turbulent diffusion from a cross-wind line source in shear flow at Fort Wayne, Indiana. Atmos. Env. 2, 273-292
- Csanady, G. T. (1973) Turbulent diffusion in the environment. D. Reidel Publishing Company: Geophysics and Astrophysics Monographs
- Davar, K. S., J. E. Cermak (1964) Characteristics of diffusion plumes for a point source within a turbulent boundary layer. Int. J. Air Wat. Poll. 8, 339-354
- Deacon, E. L. (1971) The cross-wind scale of turbulence in strong winds. Symp. Wind. Effects on Buildings. Tokyo
- Demuth, C. (1978) A contribution to the analytical steady solution of the diffusion equation for line sources. Atmos. Env. 12, 1255-1258
- Dinkelacker, A. (1989) Turbulente Strömungen und Wanddruckschwankungen. In: Strömungsmechanik: Vorträge zum Berg- und Hüttenmännischen Tag 1988 in Freiberg. Freiburger Forschungshefte A 796. Leipzig: Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie
- Djenidi, L.; F. Anselmet; R. A. Antonia (1994) LDA measurements in a turbulent boundary layer over a d-type rough wall. Exp. in Fluids 16, 323-329
- Draxler, R. R. (1976) Determination of atmospheric diffusion parameters. Atmos. Env. 10, 99-105
- Du, S., J. D. Wilson, E. Yee (1994) Probability density functions for velocity in the convective boundary layer, and implied trajectory models. Atmos. Env. 28(7), 1211-1217
- Du, Shuming; A. Venkatram (1997) The effect of streamwise diffusion on ground-level concentration. Submitted to: Atmos. Env. 1997, persönliche Information vom Autor
- Dunst, M. (1988) On the turbulent diffusivity tensor in dispersion problems. Atmos. Env. 22(6), 1085-1095
- Durbin, P. A., J. C. R. Hunt (1980) Dispersion from elevated sources in turbulent boundary layers. J. de Mécanique 19(4), 679-695

Durst, F. (1997) Beschreibung der Eigenschaften turbulenter Strömungen. Aus Kurzlehrgang "Turbulenz 1997" Universität Erlangen

Favre, A. J.; J. J. Gaviglio; R. Dumas (1958) Further space-time correlations of velocity in a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. 3(4), 344-356

Favre, A. J. (1965) Review on space-time correlations in turbulent fluids. Trans. A.S.M.E. E, J. Appl. Mech. 32, 241-257

Favre, A. J., J. Gaviglio, R. Dumas (1967) Structure of velocity space-time correlations in boundary. Phys. Fluids Suppl. 10, 5138-5145

FID-Manual (1992) Manual zum HFR400 Fast FID. Cambridge: CAMBUSTION Ltd.

Fiedler, H. (1987) Coherent structures. In: Advances in turbulence (Eds.: G. Comte-Bellot und J. Mathieu). New York: Springer Verlag, 320-336

Fischer, M. (1994) Untersuchung künstlich angeregter Instabilitäten in einer zweidimensionalen laminaren Grenzschichtströmung mit Hilfe der Particle Image Velocimetry. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbereich Strömungsmechanik, Abteilung Scherströmungen, Göttingen

Fisher, M.J., P.O.A.L. Davies (1964) Correlation measurements in a non-frozen pattern of turbulence. J. Fluid Mech. 18

Flassak, T., C. Winkler, N. Moussiopoulos (1990) Simulation of the dispersion of Carbonmonoxide (CO) in Athens, Greece with a Lagrangian dispersion model. In: Computer Techniques in Environmental Studies III (Ed.: P. Zannetti). Berlin: Springer Verlag, 69-80

Frantzen, S.; L. Chacon; A. Crespo; P. Enevoldsen; R. Gomez-Elvira; J. Hernandez; J. Hojstrup; F. Manuel; K. Thomsen; P. Sorensen (1996) Measurements on and modelling of offshore wind farms. Riso-R-903, Riso National Laboratory, Roskilde

Freeman, B.E. (1977) Tensor diffusivity of a trace constituent in a stratified boundary layer. J. of the Atmos. Sci. 34, 124-136

Frenkiel, N. F. (1952) On the statistical theory of turbulent diffusion. Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A. 38, 509-521

- Garratt, J. R. (1990) The internal boundary layer - A review. *Boundary-Layer Meteor.* 50, 171-203
- Gifford, F. A. (1960) Atmospheric dispersion calculations using the generalized Gaussian plume model. *Nuclear Safety* 2(2), 56-59, 67-68
- Gifford, F. A. (1987) The time-scale of atmospheric diffusion considered in relation to the universal diffusion function, f1. *Atmos. Env.* 21(6), 1315-1320
- Goldschmidt, V.W., M.F. Young, E.S. Ott (1981) Turbulent convective velocities (broadband and wavenumber dependent) in a plane jet. *J. Fluid Mech.* 105, 327-345
- Hanna, S. R. (1968) A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum. *J. Atmos. Sci.* 25, 1026ff
- Hanna, S. R., E. M. Insley (1989) Time series analyses of concentration and wind fluctuations. *Boundary-Layer Meteor.* 47, 131-147
- Harris, R. I. (1971) The structure of the wind. *Mod. Des. of wind sensitive structures. C.I.R.I.A. Symp.*
- Hauke, W. (1978) Zur Bestimmung der Wirbelzähigkeit von turbulenten Wandgrenzschichten. *Maschinenbautechnik* 27 (7), 322-326
- Hauke, W. (1981) Zur Bestimmung von Wirbelzähigkeit und turbulenter Prandtl-Zahl in Grenzschichten. *Maschinenbautechnik* 30 (6), 257-261
- Hawas, M. (1973) Mathematisches Modell zur Berechnung ausgebildeter turbulenter Strömungen. TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrttechnik B64
- Herweijer, J. A. (1995) The small-scale structure of turbulence. Den Haag: CIP-Gegevens Koninklijke Bibliotheek
- Hinze, J. O. (1975) *Turbulence*. New York: McGraw-Hill (2)
- Högström, U., H. Bergström (1996) Organized turbulence structures in the near-neutral atmospheric surface layer. *J. of the Atmos. Sci.* 53(17), 2452-2464
- Huang, C. H. (1979) A theory of dispersion in turbulent shear flow. *Atmos. Env.* 13, 453-463
- Hussain, A. K. M. F. (1986) Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* 173, 303-356

Ihlenfeld, H. (1979) Einfluß der Oberflächenstruktur auf die Vermischung in der bodennahen Erdgrenzschicht. Habilitationsschrift TU Dresden

Ihlenfeld, H. (1981) Einfluß verschiedener Geschwindigkeitsverteilungen auf die Ausbreitung passiver Beimengen in der bodennahen Erdgrenzschicht. Wissenschaftliche Zeitschrift der TU Dresden 30 (1)

Ihlenfeld, H. (1985) Berücksichtigung der Oberflächenrauigkeit bei der Berechnung von Ausbreitungsvorgängen in der bodennahen Erdgrenzschicht. Z. Meteor. 34 (1), 49-61

Jacobsen, E. (1989) Einführung in die Prozeßdatenverarbeitung. München: Carl Hanser Verlag

Joynt, R. C., D. R. Blackman (1976) A numerical model of pollutant transport. Atmos. Env. 10, 433-442

Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, O. R. Coté (1972) Spectral characteristics of surface layer turbulence. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 98, 563-589

Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, Y. Izumi (1976) Turbulence structures in the convective boundary layer. J. Atmos. Sci. 33, 2152-2169

Kaimal, J. C.; J. J. Finnigan (1994) Atmospheric boundary layer flows. Oxford: Oxford University Press

Kalmbach, S.; J. Schmölling (1990) Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft. Berlin: Erich Schmidt Verlag (3)

Kao, S. K. und J. C. Doran (1976) Turbulent diffusion in linear shear flow. Basel: Birkhäuser Verlag: Pure and Appl. Geophysics 114, 357-363

Kim, H. T.; S. J. Kline; W. C. Reynolds (1971) The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. 50, 133-160

Kitzing, H. (1987) Hitzdrahtanemometrie mit Rechnerkopplung. Karl-Marx-Stadt (heute Chemnitz): Institut für Mechanik der Akademie der Wissenschaften, S-Reihe Nr. 1

Kitzing, H. (1994) Geschwindigkeitsmessungen mit Hitzdrahtsonden. TU Dresden, Institut für Strömungsmechanik

Klebanoff, P. S.; F. W. Diehl (1951) NACA T.N: 2475

Kline, S. J.; W. C. Reynolds; F. A. Schraub; P. W. Rundstadler (1967) The structure of turbulent boundary layers. J. Fluid Mech. 30, 741-773

Kline, S. J.; S. K. Robinson (1990) Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. Part I: status report on a community-wide summary of the data. In: Near wall turbulence (Eds.: S. J. Kline and N. H. Afgan). New York: Hemisphere, 200-217

Knörnschild, U. (1998) TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrttechnik, persönliche Information vom Autor

Kolmogorov, A. N. (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. Doklady ANSSSR 30, 301-304

Koloseus, H. J.; J Davidian (1966) Free-surface instability correlations, and roughness-concentration effects on flow over hydrodynamically-rough surfaces. USGS Water Supply Paper 1592 C

Költzsch, K. (1996) Mehrfachabsaugung mit FID. TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrttechnik, NWK (unveröffentlichter Kurzbericht)

Kovaszny, L. S. G.; V. Kibens; R. F. Blackwelder (1970) Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. 41, 283ff

Lamb, F. G. (1973) Note on application of K-theory to turbulent diffusion problems involving chemical reaction. Atmos. Env. 7, 235ff

Launder, B. E. (1978) Heat and mass transport in "Topics in applied physics" 12 Turbulence. Berlin: Springer Verlag

Lenschow, D. H.; B. B. Stankow (1986) Length scales in the convective boundary layer. J. Atmos. Sci. 43, 1198-1209

LexiROM (1996) Multimediale Wissensbibliothek basierend auf Meyers Lexikon (3 Bände). Microsoft Version 2.0

Ley, A. J. (1982) A random walk simulation of two-dimensional turbulent diffusion in the neutral surface layer. Atmos. Env. 16(12), 2799-2808

Ley, A. J., D. J. Thomson (1983) A random walk model of dispersion in the diabatic surface layer. Quart. J. R. Meteor. Soc. 109, 867-880

Liedtke, J. (1992) Experimentelle Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens eines gasförmigen Stoffes in neutral und instabil geschichteten Gleichdruckgrenzschichten bei unterschiedlicher Bodenrauigkeit. Universität der Bundeswehr München, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation

Liu, C. K.; S. J. Kline; J. P. Johnston (1966) Stanford University, Department of Mechanical Engineering, Rept. MD-15 (nach Antonia & Luxton 1971b)

Lumley, J. L.; H. A. Panofsky (1964) The structure of atmospheric turbulence. New York: John Wiley & Sons.

Mann, J.; L. Kristensen; M. S. Courtney (1991) The great belt coherence experiment – A study of atmospheric turbulence over water. Riso Rep. R-596, 51-

Mann, J. (1994) The spatial structure of neutral atmospheric surface-layer turbulence. J. Fluid Mech. 273, 141-168

Maxey, M. R. (1982) Distortion of turbulence in flows with parallel streamlines. J. Fluid Mech. 124, 261-282

McComb, W. D. (1990) The physics of fluid turbulence. Oxford: Clarendon Press, England

Mikkelsen, T. (1995) Modeling diffusion and dispersion of pollutants. In: Diffusion and transport of pollutants in atmospheric mesoscale flow fields (Eds.: A. Gyr und F.-S. Rys). Dordrecht: Kluwer Academic Publishers

Monin, A. S.; A. M. Yaglom (1971) Statistical fluid mechanics. (Eds.: J. L. Lumley) Vol.1, Cambridge, MA: MIT Press (1)

Morfiadakis, E. E.; G. L. Glinou; M. J. Koulouvari (1996) The suitability of the von Karman spectrum for the structure of turbulence in a complex terrain wind farm. J. of Wind Eng. and Ind. Aerod. 62, 237-257

Nieuwstadt, F. T. M. (1995) Atmospheric boundary-layer processes and influence of inhomogeneous terrain. In: Diffusion and transport of pollutants in atmospheric mesoscale flow fields (Eds.: A. Gyr und F.-S. Rys). Dordrecht: Kluwer Academic Publishers

- Nikuradse, J. (1933) Strömungsgesetze in rauhen Rohren. VDI-Forschungsheft 361
- Okada, H.; Y.-C. Ha (1992) Comparison of wind tunnel and full-scale measurement tests on the Texas Tech Building. J. of Wind Eng. and Ind. Aerod. 41-44, 1601-1612
- Osaka, H.; Y. Kageyama; S. Oyama (1984) Statistical characteristics of a turbulent boundary layer over a d-type rough surface. Trans. Japan Soc. Mech. Eng. 50, 2571-2578
- Osaka, H; S. Mochizuki (1988) Coherent structure of a d-type rough wall boundary layer. In: Transport phenomena in turbulent flows: Theory, experiments and numerical simulation (Eds.: H. Hirata and N. Kasagi). New York: Hemisphere, 199-211
- Panofsky, H. A.; J. A. Dutton (1984) Atmospheric turbulence. New York: John Wiley
- Pasquill, F. (1961a) The estimation of the dispersion of windborne material. Meteor. Mag. 90(1063), 33-49
- Pasquill, F. (1961b) The statistics of turbulence in the lower part of the atmosphere. Paper 4. Symp. on Atmos. Turb. and its Relation to Aircraft. R.A.E. Farnborough
- Pasquill, F. (1971) Atmospheric dispersion of pollution. Q. J. R. Met. Soc. 97, 369-395
- Peil, U.; H. Nölle (1989) Report on full scale measurements on 344m guyed mast. Proc. of the IASS-Working Group No.4, Budapest
- Peil, U.; H. Nölle (1993) Windprofile bei Starkwinden. Veröffentlichungen der D-A-CH Tagung der Windtechnologischen Gesellschaft WTG, Karlsruhe
- Perry, A. E.; P. M. Joubert (1963) Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients. J. Fluid Mech. 17(2), 193-211
- Perry, A. E.; W. H. Schofield; P. M. Joubert (1969) Rough-wall turbulent boundary layers. J. Fluid Mech. 37, 383-413
- Perry, A. E.; K. L. Lim, S. M. Henbest (1987) An experimental study of the turbulence structure in smooth and rough wall boundary layers. J. Fluid Mech. 177, 437-466
- Petersen, R. L. (1997) A wind tunnel evaluation of methods for estimating surface roughness length at industrial facilities. Atmos. Env. 31(1), 45-57

- Petersen, E. L. (1998) Wind power meteorology. Part 1: Climate and turbulence. *Wind Energy* 1, 25-45
- Philip, J. R. (1967) Relation between Eulerian and Lagrangian statistics. *Boundary Layers and Turbulence, Physics of Fluid Supplement*, 69-71
- Plate, E. J. (1995a) Windprofile in der Gebäudeaerodynamik. In: *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten* (Hrsg.: E. J. Plate et al.). WTG-Bericht Nr. 3
- Plate, E. J. (1995b) Urban climates and urban climate modelling: An introduction. In: *Wind Climate in Cities* (Eds.: J. E. Cermak et al.). London: Kluwer Academic Publishers, 23-39
- Poreh, M.; A. Hadad; J. E. Cermak (1993) Fluctuations of line integrated concentrations across plume diffusion in grid generated turbulence and in shear flows. *Boundary-Layer Meteor.* 62, 247-267
- Pritchard, F. E. (1966a) A statistical model of atmospheric turbulence and a review of the assumptions necessary for its use. A.G.A.R.D. Meeting on Stability and Control. Cambridge Univ., U.K.
- Pritchard, F. E. (1966b) The turbulence and terrain environments affecting low altitude high speed flight. Cornell Aero Lab. Ref. FDM 393
- Querzoli, G. (1996) A Lagrangian study of particle dispersion in the unstable boundary layer. *Atmos. Env.* 30(16), 2821-2829
- Raupach, M. R., J. J. Finnigan, Y. Brunet (1989) Coherent eddies in vegetation canopies. *Proc. Fourth Australian Conf. On Heat and Mass Transfer*, Christchurch, New Zealand, 75-90
- Raupach, M. R.; R. A. Antonia, S. Rajagopalan (1991) Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.* 44(1), 1-25
- Raupach, M. R., J. J. Finnigan, Y. Brunet (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteor.* 78, 351-382
- Reichardt, H. (1951) Die Grundlagen des turbulenten Wärmeübergangs. *Arch. Ges. Wärmetech.* 2, 129-142

- Reid, J. D. (1979) Markov chain simulations of vertical dispersion in the neutral surface layer for surface and elevated releases. *Boundary-Layer Meteor.* 16, 3-22
- Reynolds, A. J. (1975) The prediction of turbulent Prandtl and Schmidt number. *Int. J. Heat Mass Transfer* 18, 1055-1069
- Robinson S. K. (1991) The kinematics of turbulent boundary layer structure. NASA Tech. Memo. 103859, Ames Research Center, Moffet Field, California, 479 pp.
- Rotach, M. W. (1997) The effect of urban roughness sublayer turbulence on dispersion. *Proc. 12th Symposium on Boundary Layer and Turbulence in Vancouver*
- Sarkar, P. P.; Z. Zhao, K. C. Mehta (1997) Flow visualization and measurement on the roof of the Texas Tech building. *J. of Wind Eng. and Ind. Aerod.* 69-71, 597-606
- Sawford, B. L. (1993) Recent developments in the Lagrangian stochastic theory of turbulent dispersion. *Boundary-Layer Meteor.* 62, 197-215
- Schatzmann, M.; W. H. Snyder; R. E. Lawson Jr (1993) Experiments with heavy gas jets in laminar and turbulent cross-flows. *Atmos. Env.* 27A (7), 1105-1116
- Scheurer, G. (1997) Turbulente Wandgrenzschichten und ihre Eigenschaften. Aus Kurzlehrgang "Turbulenz 1997" Universität Erlangen
- Schlichting, H.; K. Gersten (1997) *Grenzschicht-Theorie*. Berlin: Springer Verlag (9)
- Shafi, H. S.; R. A. Antonia (1995) Anisotropy of the Reynolds stresses in a turbulent boundary layer on a rough wall. *Exp. in Fluids* 18(3), 213-215
- Shaw, R. H.; Y. Brunet; J. J. Finnigan; M. R. Raupach (1995) A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Two-point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteor.* 76, 349-376
- Shiotani, M.; H. Arai (1967) Lateral structure of gusts in high winds. Paper 20. *Conf. On Wind Loads on Buildings*. Toronto: Univ. Toronto Press.
- Sieber, M. (1987) Großräumige Strukturen in der turbulenten Rohrströmung. Göttingen: Mitt. MPI Strömungsforschung Nr. 83

Snyder, W. H. (1981) Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion. Report No. EPA-600/8-81-009, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC, U.S.A.

Spurk, J. H. (1989) Strömungslehre. Berlin: Springer Verlag (2)

Szabo, I. (1960) Höhere Technische Mechanik. Berlin: Springer Verlag (3)

Taylor, G. I. (1921) Diffusion by continuous movements. Proc. Lond. Math. Soc. 20, 196-211

Tennekes, H.; J. L. Lumley (1972) A first course in turbulence. Cambridge: MIT Press

Teunissen, H. W. (1970) Characteristics of the mean wind and turbulence in the planetary boundary layer. U.T.I.A.S. Rev. No. 32

Theurer, W.; W. Bächlin; E. J. Plate (1992) Model study of the development of boundary layers above urban areas. J. of Wind Eng. and Ind. Aerod. 41-44, 437-448

Townsend, A. A. (1970) Entrainment and the structure of turbulent flow. J. Fluid Mech. 41, 13-46

Townsend, A. A. (1976) The structure of turbulent shear flow. Cambridge: Cambridge University Press (2)

Turner, D. B. (1994) Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates. An Introduction to dispersion modeling. London: Lewis Publishers (2)

Van der Hofen, I. (1957) Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0,0007 to 900 cy/hr. J. Meteor. 14, 160-

VDI 3782 (1992) Ausbreitung von Luftverunreinigungen in der Atmosphäre: Gaußsches Ausbreitungsmodell für Luftreinhaltepläne. Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Richtlinie 3782

Von Kármán, T. (1948) Progress in the statistical theory of turbulence. Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. 34, 530-539

Wang, Z.Y.; Plate, E. J.; Rau, M.; Keiser, R. (1996) Scale effects in wind tunnel modelling. J. of Wind Eng. and Ind. Aerod. 61, 113-130

Wieghardt, K. (1944) Über die turbulente Strömung im Rohr und längs der Platte. ZAMM 24, 294ff

- Wieringa, J. (1993) Representative roughness parameters for homogeneous terrain. *Boundary- Layer Meteor.* 63, 323-363
- Willis, G. E.; J. W. Deardorff (1978) A laboratory model of dispersion from an elevated source within a modeled convective planetary boundary layer. *Atmos. Env.* 12, 1305-1311
- Willis, G. E.; J. W. Deardorff (1981) A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convectively mixed layer. *Atmos. Env.* 15, 109-117
- Willis, G. E.; J. W. Deardorff (1983) On plume rise within a convective boundary layer. *Atmos. Env.* 17, 2435-2447
- Wilson, D. J.; E. H. Chui (1994) Influence of building size on rooftop dispersion of exhaust gas. *Atmos. Env.* 28(14), 2325-2334
- Wilson, D. K. (1997) A three-dimensional correlation/spectral model for turbulent velocities in a convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteor.* 85, 35-52
- Wood, D. H.; R. A. Antonia (1975) Measurements in a turbulent boundary layer over a d-type surface roughness. *J. Appl. Mech.* 42, 591-597
- WTG-Merkblatt (1994) Windkanalversuche in der Gebäudeaerodynamik. Windtechnologische Gesellschaft e.V. Aachen
- Zannetti, P. (1990) Air pollution modeling. Theories, computational methods and available software. Southampton: Computational Mechanics Publications
- Zhang, C.; R. H. Shaw; K. T. Paw U (1992) Spatial characteristics of turbulent coherent structures within and above an orchard canopy. In: *Precipitation Scavenging and Atmosphere-Surface Exchange* (Eds.: S. E. Schwartz and W. G. N. Slinn). Washington: Hemisphere Publishing Co., 741-751

6 Anhang

6.1 Herleitung zum Einfluß des Winkels zwischen Strömungsrichtung und Ausrichtung der X-Sonde auf die Korrelationsmessungen von Geschwindigkeit und Konzentration

6.1.1 Momentanwerte

Die Momentanwerte der einzelnen Größen werden wie folgt bezeichnet:

$a(t)$... Momentanwert des Geschwindigkeitsbetrages

$\varphi(t)$... Momentanwert des Strömungswinkels

$C(t)$... Momentanwert der Konzentration

$u(t, \gamma) = a(t) \cdot \cos(\varphi(t) + \gamma)$... u -Komponente der Geschwindigkeit

$w(t, \gamma) = a(t) \cdot \sin(\varphi(t) + \gamma)$... w -Komponente der Geschwindigkeit

6.1.2 Mittelwert des Geschwindigkeitsbetrages

Es gilt

$$\frac{1}{T} \cdot \int_0^T a(t)^2 \cdot dt = \sigma_a^2 + \bar{a}^2 \quad \text{Gl. 156}$$

und mit $a(t)^2 = u(t)^2 + w(t)^2$ folgt

$$\sigma_a^2 + \bar{a}^2 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u(t)^2 \cdot dt + \frac{1}{T} \cdot \int_0^T w(t)^2 \cdot dt = \sigma_u^2 + \bar{u}^2 + \sigma_w^2 + \bar{w}^2 \quad \text{Gl. 157}$$

Werden die gemessenen Größen für den Winkel $\gamma = 0$ betrachtet, so steht:

$$\sigma_a^2 + \bar{a}^2 = \sigma_{u, \gamma=0}^2 + \bar{u}_{\gamma=0}^2 + \sigma_{w, \gamma=0}^2 + \bar{w}_{\gamma=0}^2 \quad \text{Gl. 158}$$

Unter der Voraussetzung, daß die u -Komponente der Geschwindigkeit mit der Strömungsrichtung übereinstimmt und daß keine mittlere Querkomponente ($\bar{w}_{\gamma=0} = 0$) auftritt, ergibt sich:

$$\sigma_a^2 + \bar{a}^2 = \sigma_{u, \gamma=0}^2 + \bar{u}_{\gamma=0}^2 + \sigma_{w, \gamma=0}^2 \quad \text{Gl. 159}$$

Setzt man ferner

$$\frac{\sigma_a}{\bar{a}} \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{u, \gamma=0}}{\bar{u}} \ll 1 \quad \text{Gl. 160}$$

voraus, so läßt sich zeigen (vergleiche Abb. 68), daß einerseits

$$\sigma_a \cong \sigma_{u,\gamma=0} \quad \text{Gl. 161}$$

und andererseits für die Differenz

$$\sigma_a - \sigma_{u,\gamma=0} \ll \sigma_{w,\gamma=0} \quad \text{Gl. 162}$$

gilt, wodurch Gl. 159 in Gl. 163 übergeht:

$$\bar{a}^2 = \bar{u}_{\gamma=0}^2 + \sigma_{w,\gamma=0}^2 \quad \text{Gl. 163}$$

Damit setzt sich der Mittelwert für den Geschwindigkeitsbetrag aus dem Mittelwert der longitudinalen Komponente und der Standardabweichung der Querkomponente geometrisch zusammen.

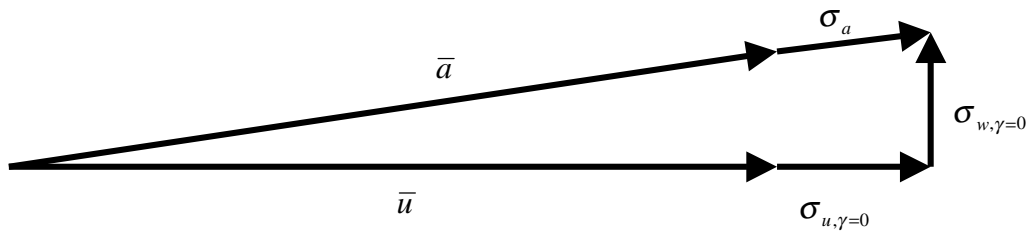


Abb. 68 – Skizze zu den relevanten Geschwindigkeitsbeiträgen

6.1.3 Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten

Am Beispiel der u -Komponente wird ausgehend vom Momentanwert

$$u(t, \gamma) = a(t) \cdot \cos(\varphi(t) + \gamma) \quad \text{Gl. 164}$$

mit Hilfe der Additionstheoreme das Argument im trigonometrischen Term umgeschrieben, so daß sich

$$u(t, \gamma) = \underbrace{a(t) \cdot \cos(\varphi(t))}_{u(t)} \cdot \cos(\gamma) - \underbrace{a(t) \cdot \sin(\varphi(t))}_{w(t)} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 165}$$

ergibt. Anschließend liefert die zeitliche Mittelung:

$$\bar{u}(\gamma) = \bar{u}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) - \bar{w}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 166}$$

Einer analogen Vorgehensweise für die w -Komponente der Geschwindigkeit folgt

$$\bar{w}(\gamma) = \bar{u}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) + \bar{w}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) \quad \text{Gl. 167}$$

6.1.4 Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten

Wiederum ist der Momentanwert der u -Komponente der Ausgangspunkt.

$$u(t, \gamma) = a(t) \cdot \cos(\varphi(t) + \gamma) \quad \text{Gl. 168}$$

Beide Seiten werden quadriert, anschließend mittels der Additionstheoreme aufgelöst und dann zeitlich gemittelt. Als Ergebnis steht dann

$$\sigma_u^2(\gamma) = (\sigma_a^2 + \bar{a}^2 - \bar{w}_{\gamma=0}^2 - \bar{u}_{\gamma=0}^2) \cdot \sin^2(\gamma) - \overline{u'w'}_{\gamma=0} \cdot \sin(2\gamma) + \sigma_{u,\gamma=0}^2 \cdot \cos(2\gamma) \quad \text{Gl. 169}$$

Für die w -Komponente folgt in gleicher Weise

$$\sigma_w^2(\gamma) = (\sigma_a^2 + \bar{a}^2 - \bar{w}_{\gamma=0}^2 - \bar{u}_{\gamma=0}^2) \cdot \cos^2(\gamma) + \overline{u'w'}_{\gamma=0} \cdot \sin(2\gamma) - \sigma_{u,\gamma=0}^2 \cdot \cos(2\gamma) \quad \text{Gl. 170}$$

6.1.5 uw -Korrelation

Die uw -Korrelation wird ebenfalls aus dem Produkt der Momentanwerte abgeleitet:

$$uw(t, \gamma) = u(t, \gamma) \cdot w(t, \gamma) \quad \text{Gl. 171}$$

Als Ergebnis erhält man:

$$\begin{aligned} \overline{u'w'}(\gamma) &= (\overline{u'w'}_{\gamma=0} + \bar{u}_{\gamma=0} \cdot \bar{w}_{\gamma=0}) \cdot \cos(2\gamma) \\ &+ \left[\sigma_{u,\gamma=0}^2 + \bar{u}_{\gamma=0}^2 - \frac{1}{2}(\sigma_a^2 + \bar{a}^2) \right] \cdot \sin(2 \cdot \gamma) - \bar{u}_{\gamma=0} \cdot \bar{w}_{\gamma=0} \end{aligned} \quad \text{Gl. 172}$$

6.1.6 uC -Korrelation

Mit

$$u(t, \gamma) = a(t) \cdot \cos(\varphi(t) + \gamma) \quad \text{Gl. 173}$$

eingesetzt in:

$$uC(t, \gamma) = u(t, \gamma) \cdot C(t) \quad \text{Gl. 174}$$

erhält man als Ergebnis der zeitlichen Mittelung:

$$\overline{u'C'}(\gamma) = \overline{u'C'}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) - \overline{w'C'}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 175}$$

Der Winkel γ_{uC} , bei dem die uC -Korrelation verschwindet:

$$\overline{u'C'}(\gamma_{uC}) = 0 \quad \text{Gl. 176}$$

ergibt sich aus dem Verhältnis der turbulenten Massenflüsse

$$\tan(\gamma_{uC}) = \frac{\overline{u'C'}_{\gamma=0}}{\overline{w'C'}_{\gamma=0}} \quad \text{Gl. 177}$$

6.1.7 wC -Korrelation

Analog zur uC -Korrelation folgt

$$\overline{w'C'}(\gamma) = \overline{u'C'}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) + \overline{w'C'}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) \quad \text{Gl. 178}$$

Der Winkel γ_{wC} verschwindender wC -Korrelation, ausgedrückt durch

$$\overline{w'C'}(\gamma_{wC}) = 0 \quad \text{Gl. 179}$$

berechnet sich anhand

$$\tan(\gamma_{wC}) = -\frac{\overline{w' C'}_{\gamma=0}}{\overline{u' C'}_{\gamma=0}} \quad \text{Gl. 180}$$

bzw.

$$\gamma_{wC} = \frac{\pi}{2} + \gamma_{uC} \quad \text{Gl. 181}$$

6.1.8 Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrages

Es existiert eine Ebene, in der die uw -Korrelation verschwindet. Der dazugehörige Neigungswinkel wird mit γ_0 bezeichnet.

$$\overline{u' w'}(\gamma_0) = 0 \quad \text{Gl. 182}$$

Die oben hergeleitete Beziehung für die uw -Korrelation (Gl. 172, S.A3) läßt sich mit der oben formulierten Bedingung folgendermaßen umstellen:

$$\tan(2\gamma_0) = \frac{2 \cdot \overline{u' w'}_{\gamma=0}}{\sigma_a^2 + \bar{a}^2 - 2 \cdot \sigma_{u,\gamma=0}^2 - \bar{u}_{\gamma=0}^2 - \bar{w}_{\gamma=0}^2} \quad \text{Gl. 183}$$

Damit existiert eine Gleichung, die die Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrages σ_a enthält.

6.1.9 Neigungswinkel verschwindender uw -Korrelation bzw. max. uu -Korrelation

Mit der Gl. 158 (S.A1) und der Gl. 183 folgt ein einfacher Zusammenhang zwischen der uw -Korrelation, den turbulenten Schwankungen und dem Neigungswinkel γ_0 . Es sei ferner darauf hingewiesen, daß diese Gleichung ohne Einschränkung gültig ist. Die anfangs getroffenen Vereinfachungen beim Mittelwert des Geschwindigkeitsbetrages (Gl. 160 bis Gl. 162, S.A1) gehen nicht in diese Beziehung ein.

$$\tan(2\gamma_0) = \frac{2 \cdot \overline{u' w'}_{\gamma=0}}{\sigma_{w,\gamma=0}^2 - \sigma_{u,\gamma=0}^2} \quad \text{Gl. 184}$$

Diese Beziehung ist in der Technischen Mechanik unter dem Begriff Mohrscher Spannungskreis bekannt. Auf der Suche nach der Hauptspannungsebene wird eine Gleichung verwendet, die exakt der Gl. 184 entspricht (u.a. Szabo, 1960, S.140).

6.1.10 Zusammenfassung der wichtigsten Größen

$$\bar{u}(\gamma) = \bar{u}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) - \bar{w}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 185}$$

$$\overline{w}(\gamma) = \overline{w}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) + \overline{u}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 186}$$

$$\sigma_u^2(\gamma) = \left(\frac{1 - \cos(2\gamma)}{\tan(2\gamma_0)} - \sin(2\gamma) \right) \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0} + \sigma_{u,\gamma=0}^2 \quad \text{Gl. 187}$$

$$\sigma_w^2(\gamma) = \left(\frac{1 + \cos(2\gamma)}{\tan(2\gamma_0)} + \sin(2\gamma) \right) \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0} + \sigma_{u,\gamma=0}^2 \quad \text{Gl. 188}$$

$$\overline{u'w'}(\gamma) = \left(1 - \frac{\tan(2\gamma)}{\tan(2\gamma_0)} \right) \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0} \cdot \cos(2\gamma) \quad \text{Gl. 189}$$

$$\overline{u'C'}(\gamma) = \overline{u'C'}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) - \overline{w'C'}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) \quad \text{Gl. 190}$$

$$\overline{w'C'}(\gamma) = \overline{u'C'}_{\gamma=0} \cdot \sin(\gamma) + \overline{w'C'}_{\gamma=0} \cdot \cos(\gamma) \quad \text{Gl. 191}$$

$$\tan(2\gamma_0) = \frac{2 \cdot \overline{u'w'}_{\gamma=0}}{\sigma_{w,\gamma=0}^2 - \sigma_{u,\gamma=0}^2} \quad \text{Gl. 192}$$

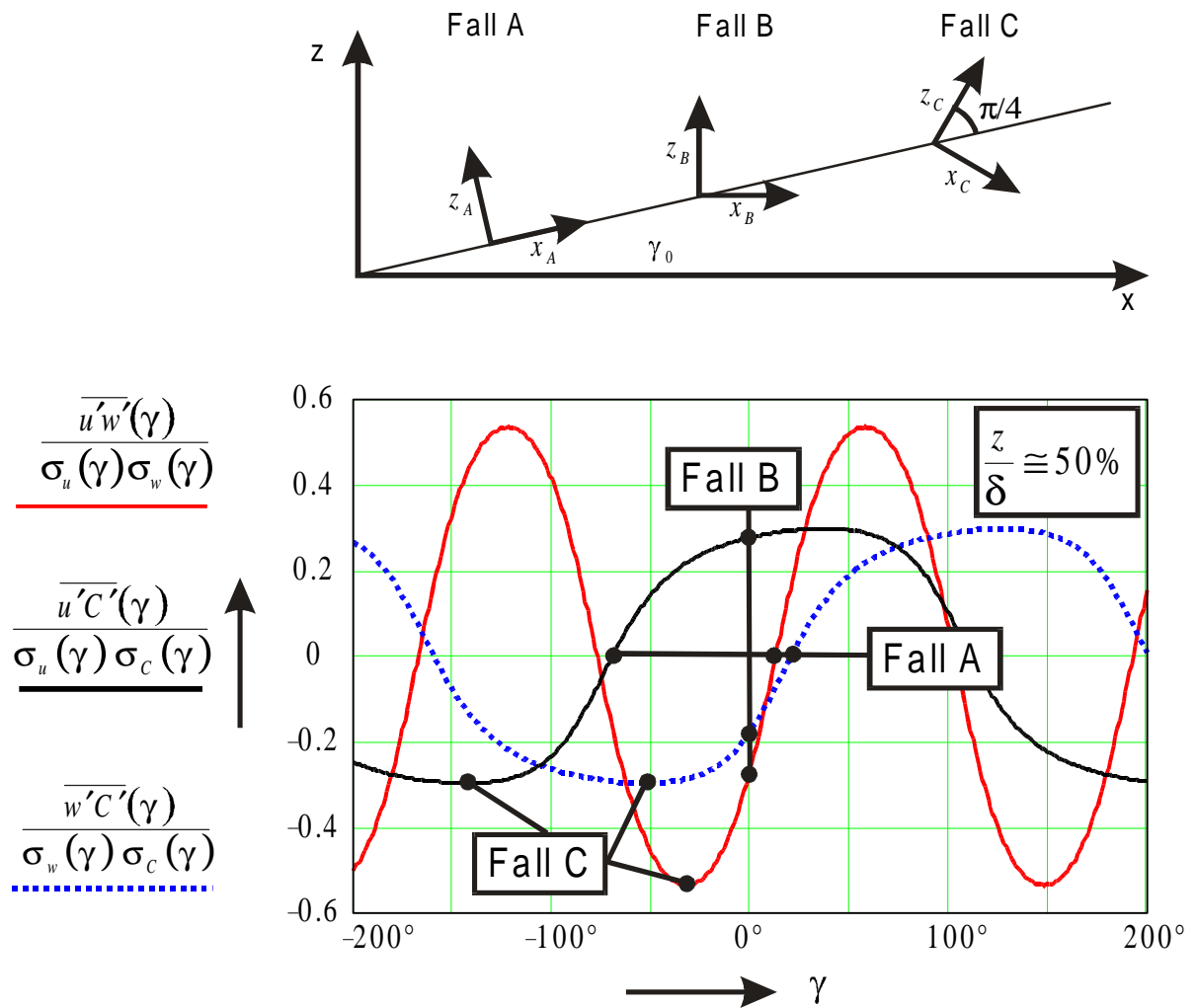


Abb. 69 – Verläufe der Korrelationen in Abhängigkeit vom Neigungswinkel

6.2 Verfälschung der Ergebnisse bei Messung mit X-Sonden (HDA)

Die eigenen Untersuchungen zeigen deutlich eine konstante Diskrepanz zwischen den Schubspannungsgeschwindigkeiten, bestimmt aus dem Clauser-Plot bzw. aus der Korrelation $\left| \overline{u'w'} \right|$. Die Schubspannungsgeschwindigkeit aus dem Clauser-Plot ist in jedem Fall größer als die Werte, die sich aus der Korrelation der Meßwerte mit Hilfe der X-Sonden Messung ergaben.

Derselbe Sachverhalt wurde bereits von Raupach et al. (1991) und Perry et al. (1987) erwähnt. Vom zweiten Autorenteam wurden verschiedene Untersuchungen zur Fehlereingrenzung vorgenommen. So wurde unter anderem die Drahtlänge der X-Sonden variiert, wobei sich keine Unterschiede einstellten. In einer gleichförmigen Strömung wurden bekannte Sinusschwingungen bei vorgegebener Phasendifferenz für die u - und w -Komponente aufgeprägt. Die Messung der Schubspannung aus $\left| \overline{u'w'} \right|$ gelang mit 1% Genauigkeit in bezug auf die Eingangsgrößen. Ein Test über einer glatten Platte zeigte ebenfalls sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Methoden. Anschließend wurde an der Meßapparatur nichts verändert; lediglich ein Gitter wurde auf den Boden der Grenzschicht gelegt. Der erneute Vergleich beider Methoden zeigte den bereits oben genannten Unterschied, daß die Schubspannungsgeschwindigkeit mittels des Clauser-Plots größere Werte ergibt als die Ergebnisse aus der uw -Korrelation.

Bekannt ist, daß die Geschwindigkeitsbestimmung mit X-Sonden nur für einen eingeschränkten Winkelbereich gültig ist. So wird der Anströmwinkel bei X-Sonden, die einen Öffnungswinkel von 90 Grad besitzen, in einem Bereich von etwa -40 bis $+40$ Grad richtig erkannt.

Zur näheren Erläuterung wird kurz der Auswertungsalgorithmus für Messungen mit X-Sonden beschrieben. Aus den gemessenen Spannungen beider Hitzdrähte wird ein Quotient B ermittelt, mit dessen Hilfe in einer sogenannten räumlichen Charakteristik der Anströmwinkel α bestimmt wird. Im Anschluß daran werden neben dem Betrag der Geschwindigkeit schließlich die beiden gesuchten Geschwindigkeitskomponenten u und w berechnet.

Die räumliche Charakteristik einer derartigen Sonde hinsichtlich der empfindlichen Anströmrichtung α ist in der Abb. 70 dargestellt. An den beiden äußeren Grenzen ist die Zuordnung eines Anströmwinkels α für einen vorgegebenen Quotienten B (ergibt sich aus dem Verhältnis der gemessenen Spannungen beider Drähte) nicht mehr eindeutig. In diesem Fall wird einer der beiden Drähte längs bzw. über die Haltestifte angeströmt, so daß eine Winkeländerung zu keiner signifikanten Spannungsänderung führt.

Perry et al. (1987) führen die Unterschiede bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit in aerodynamisch rauhen Plattengrenzschicht auf den eingeschränkten Winkelbereich zurück. Sie verweisen auf Messungen mit X-Sonden, die einen Öffnungswinkel von 120 Grad besitzen, wodurch eine bessere Übereinstimmung erreicht wurde.

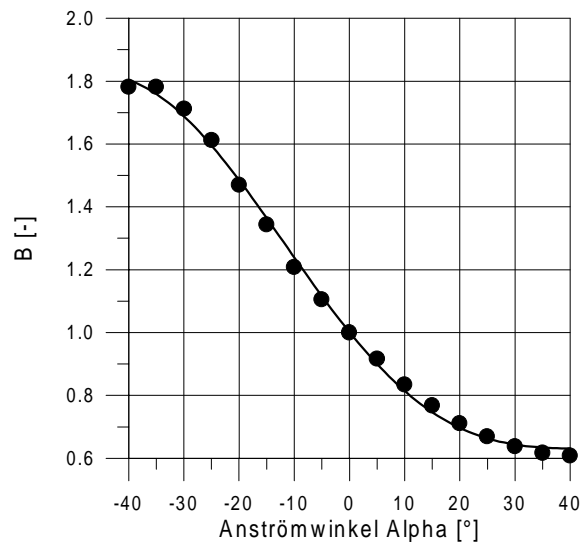


Abb. 70 – Räumliche Charakteristik einer X-Sonde (Sonde 5, RC2). B ist der Quotient der gemessenen Spannungen beider Hitzdrähte. Mit Hilfe der räumlichen Charakteristik wird für ein gemessenes Spannungsverhältnis der Anströmwinkel bestimmt.

Die eigenen Messungen zeigen jedoch im oberen Teil der Prandtl-Schicht keine Winkelbereichsüberschreitung beim Messen mit X-Sonden. Demzufolge ist die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen in der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit nicht durch einen unzureichenden Öffnungswinkel erklärt.

Eine Ursache liegt dagegen vielmehr in der Querempfindlichkeit von X-Sonden (Abb. 71). Wird mit derartigen Sonden neben der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung (u -Komponente) beispielsweise die w -Komponente gemessen, bleibt der Einfluß der zweiten Querkomponente, d.h. die der v -Komponente, unberücksichtigt. Der Winkel zwischen den beiden zu messenden Geschwindigkeitskomponenten wird als Anströmwinkel α bezeichnet, der Winkel β erfaßt den Quereinfluß der v -Komponente.

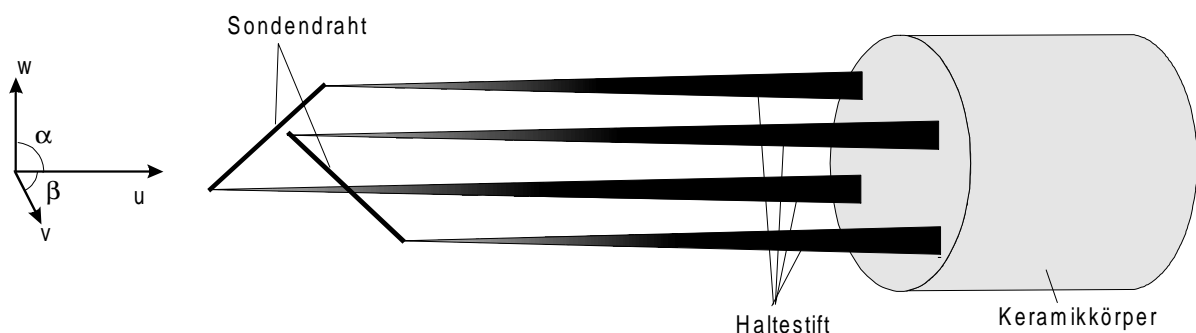


Abb. 71 – Anordnung der Drähte einer X-Sonde zur Messung der Geschwindigkeitskomponenten u und w

Die folgende Abb. 72 zeigt die räumliche Charakteristik einer X-Sonde sowohl für den Anströmwinkel α als auch für den Einfluß der Querkomponente, der durch den Winkel β erfaßt wird. Aufgetragen ist wiederum der Quotient B , als Verhältnis der gemessenen Spannungen beider Hitzdrähte. Diese Darstellung ist gebräuchlich für 4-Draht-Sonden, wobei die Abb. 70 eine Teilmenge der Abb. 72 darstellt, wenn man sich die letztere Abbildung für einen Querwinkel $\beta = 0^\circ$ aufgeschnitten vorstellt.

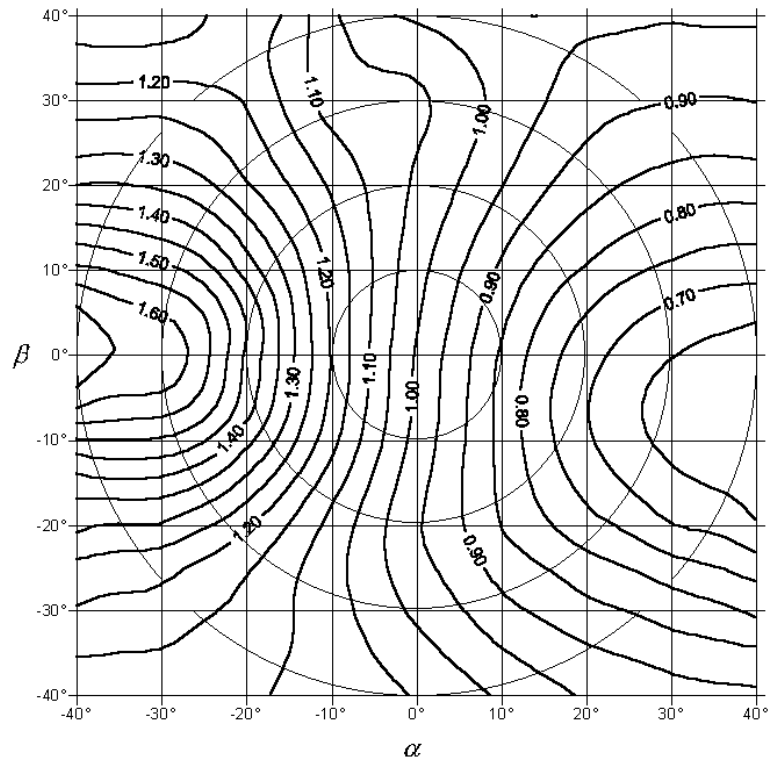


Abb. 72 – Räumliche Charakteristik einer X-Sonde. Der horizontale Parameter ist der Anströmwinkel; der vertikale Parameter charakterisiert den Einfluß der Querkomponente. Die konzentrischen Kreise sind Stufen verschiedener Turbulenzintensität, wobei die Stärke von innen nach außen zunimmt.

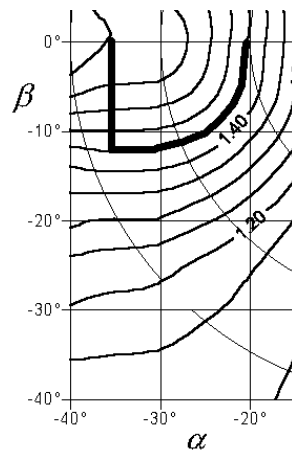


Abb. 73 – Ausschnitt aus Abb. 72 - Räumliche Charakteristik einer X-Sonde.

Horizontal ist der Anströmwinkel α abgebildet; der Einfluß der Querkomponente wird als Winkel β auf der senkrechten Achse erfaßt. Die konzentrischen Kreise charakterisieren verschiedene Stufen der Turbulenzintensität, wobei die kleinen Kreise niedriger und die äußeren Kreise hoher Turbulenz zuzuordnen sind. Wird mit X-Sonden in turbulenzarmer Strömung gemessen, so bewegt man sich in der Auswertung innerhalb der kleinen Kreise (vergleiche Abb. 72). Dort verlaufen die Isolinien von B als senkrechte Geraden, das heißt, sie sind unabhängig von der Querkomponente bzw. dem Winkel β . Mit zunehmender Turbulenz erfolgt die Auswertung auf immer größer werdenden Kreisen. Wie in der Abb. 72 zu sehen ist, verlaufen die Isolinien insbesondere für große Anströmwinkel α nicht mehr als senkrechte Geraden, sondern krümmen sich stark. Für den Auswertungsalgorithmus bedeutet das keine eindeutige Zuordnung des Anströmwinkels, genau genommen wird der Winkel α stark unterschätzt.

Angenommen, die Messung liefert für das Verhältnis der gemessenen Spannungen einen Wert von $B = 1,45$, so folgt aus dem Auswertealgorithmus für den Fall $\beta = 0\text{Grad}$ ein Anströmwinkel $\alpha = 20\text{Grad}$ (siehe Abb. 73). Liegt nun zufällig eine Querkomponente v vor, die beispielsweise einen Winkel $\beta = -12\text{Grad}$ verursacht, so ergibt sich daraus ein tatsächlicher Anströmwinkel von $\alpha = 36\text{Grad}$. Das bedeutet, der Anströmwinkel wird deutlich unterschätzt. Dieser Einfluß pflanzt sich fort in den Größen, in denen die w -Komponente vorkommt und somit auch in der Korrelation $|\overline{u'w'}|$.

Die Verfälschung kann verhindert werden, wenn in stark turbulenten Strömungen mit 4-Draht-Sonden bzw. mit einem 3-Komponenten LDA (Laser Doppler Anemometrie) gemessen wird. Jedoch bergen auch diese Meßverfahren Grenzen hinsichtlich ihrer Einsatzfähigkeit, wobei hier beispielsweise auf die geringe geometrische Auflösung der räumlich wuchtigen 4-Draht-Sonden in Gebieten mit großen Geschwindigkeitsgradienten oder das Seeding-Problem in Grenzschichten für die LDA-Messung verwiesen wird.

6.3 Abschätzung und Korrektur der Verfälschung

Im diesem Abschnitt wird eine Abschätzung vorgestellt, die die tatsächlich vorhandenen Größen der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Turbulenzintensität der w -Komponente den gemessenen Größen mit X-Sonden in Abhängigkeit der Turbulenzintensität $I_u = \sigma_u / \bar{u}$ gegenüberstellt. Die Abhängigkeit wurde hierbei auf die u -Komponente der Turbulenzintensität bezogen, da

diese nahezu unabhängig gegenüber dem Einfluß der Querkomponente ist. Ferner wird die relative Abweichung zwischen den tatsächlichen und den gemessenen Größen berechnet.

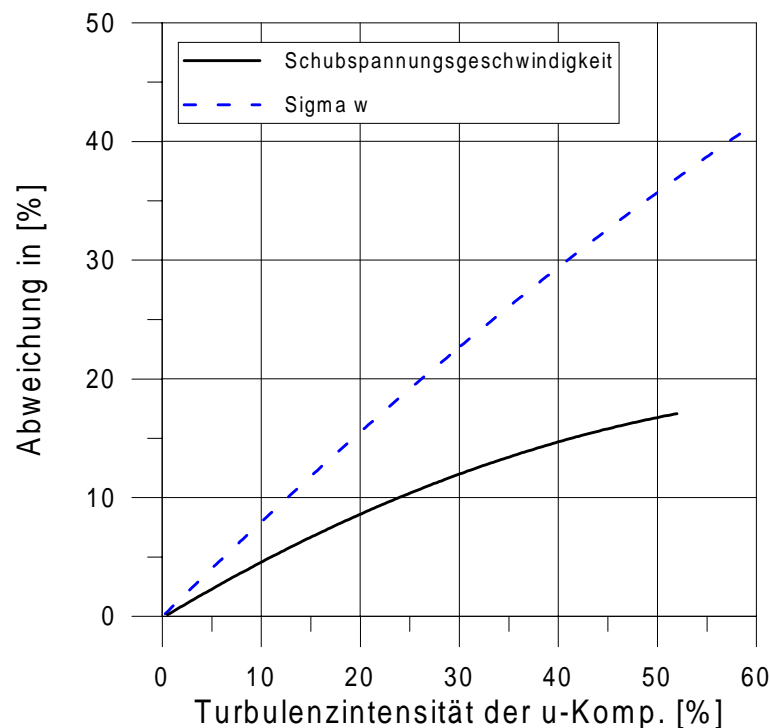


Abb. 74 – Prozentuale Abweichung in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität der u -Komponente, mit der die Schubspannungsgeschwindigkeit und die w -Komponente der Turbulenzintensität unterschätzt wird, infolge der Verfälschung der Meßgrößen durch Turbulenz bei Messungen mit X-Sonden

Ausgangspunkt der theoretischen Betrachtung ist das Generieren von Zeitreihen für die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten unter Berücksichtigung der bestehenden Korrelation zwischen den Komponenten. Die Verhältnisse der Turbulenzintensitäten werden mit $\sigma_v/\sigma_u = 75\%$ und $\sigma_w/\sigma_u = 50\%$ angenommen (Counihan 1975). Aus den Zeitreihen wurde unter Berücksichtigung der räumlichen Charakteristik ein korrigierter Anströmwinkel α ermittelt und anschließend damit die w -Komponente neu berechnet. Die Gegenüberstellung der statistischen Größen beider Zeitreihen, der Ausgangszeitreihe und der korrigierten Zeitreihe, liefert als Ergebnis einen deutlichen Einfluß der Turbulenzintensität der u -Komponente sowohl auf die Schubspannungsgeschwindigkeit als auch auf die w -Komponente der Turbulenzintensität (siehe Abb. 74).

So wird die Schubspannungsgeschwindigkeit in aerodynamisch vollrauen Plattengrenzschichten bis 15% kleiner gemessen durch die uw -Korrelation der Geschwindigkeitszeitreihen von X-Sonden als sie tatsächlich beträgt. Der Einfluß auf die w -Komponente ist etwa proportional der Turbulenzintensität der u -Komponente.

Die Verfälschung der Meßgrößen zeigt keine signifikante Abhängigkeit von den Turbulenzintensitäten der Querkomponenten in bezug auf die Komponente der Hauptströmungsrichtung. Jedoch beeinflusst das Verhältnis der Querkomponenten zueinander die relative Abweichung zwischen den tatsächlichen und den gemessenen Größen, wie es in Abb. 75 dargestellt wird. Je größer der Unterschied zwischen den beiden Querkomponenten ist, desto größer ist die zu erwartende relative Abweichung zwischen den tatsächlichen und den gemessenen Größen für Schubspannungsgeschwindigkeit und der w -Komponente der Turbulenzintensität.

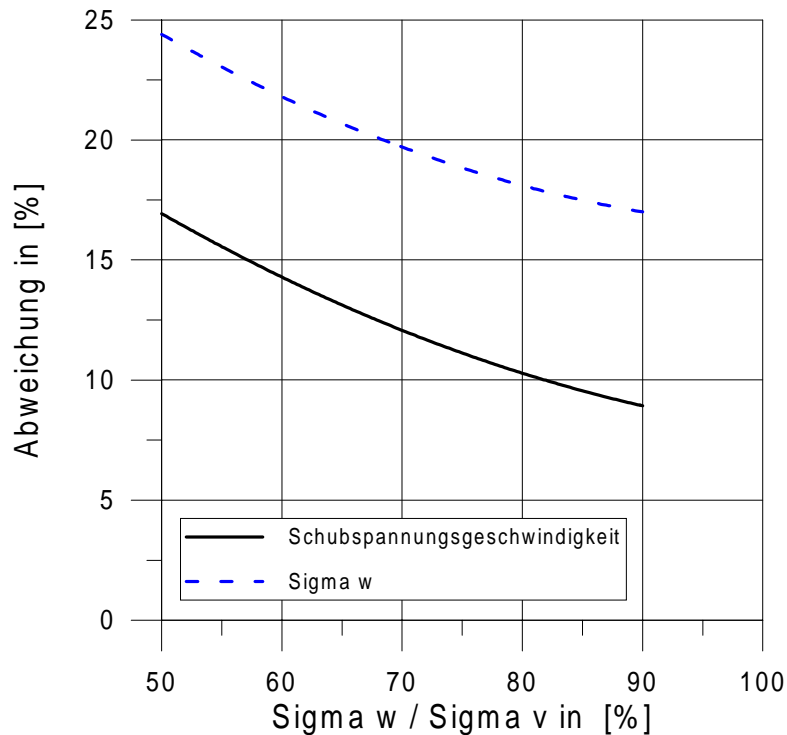


Abb. 75 – Prozentuale Abweichung in Abhängigkeit vom Turbulenzintensitätsverhältnis der Querkomponenten, mit der die Schubspannungsgeschwindigkeit und die w -Komponente der Turbulenzintensität unterschätzt wird, infolge der Verfälschung der Meßgrößen durch Turbulenz (hier für Turbulenzintensität der w -Komponente mit 25%) bei Messungen mit X-Sonden.

Ferner sind die hier vorgestellten Ergebnisse vom Typ der Hitzdrahtsonde abhängig, da jede Sonde eine andere räumliche Charakteristik aufweist.

6.4 Definitionen zur Wirbeltransportgeschwindigkeit

In Goldschmidt et al. (1981) sind drei verschiedene Definitionen der Wirbeltransportgeschwindigkeit aufgeführt.

Die erste und zugleich einfachste Methode (siehe S.62ff.) basiert darauf, eine Raum-Zeit-Korrelation (mit variablem Abstand Δx und variabler Zeit $\tau = \Delta t$) mit zwei Sonden (in Strömungsrichtung liegend - Abstand $\Delta x = \eta$) zu messen. Anschließend wird die Zeit τ_m

bestimmt, bei der die Korrelation ihr Maximum aufweist: $\partial R(\eta, \tau) / \partial \tau = 0$. Die Wirbeltransportgeschwindigkeit ist als Quotient von η und τ_m definiert:

$$u_c = \frac{\eta}{\tau_m} \quad \text{Gl. 62}$$

In Abb. 76 veranschaulichen die gepunkteten Kurven die Raum-Zeit-Korrelation. Die durchgezogene Kurve verbindet alle Maxima miteinander.

Die nächste Definition geht auf Fisher & Davies (1964) zurück. Sie definieren

$$u_{c1} = \frac{\eta}{\tau_e} \quad \text{Gl. 193}$$

wobei der Zeitversatz τ_e den Berührungspunkt der gestrichelten Linie in Abb. 76 mit der entsprechenden Raum-Zeit-Korrelationsfunktion darstellt. u_{c1} ist damit als das Verhältnis η / τ_e definiert für $\partial R(\eta, \tau) / \partial \eta = 0$ (Willis, 1964).

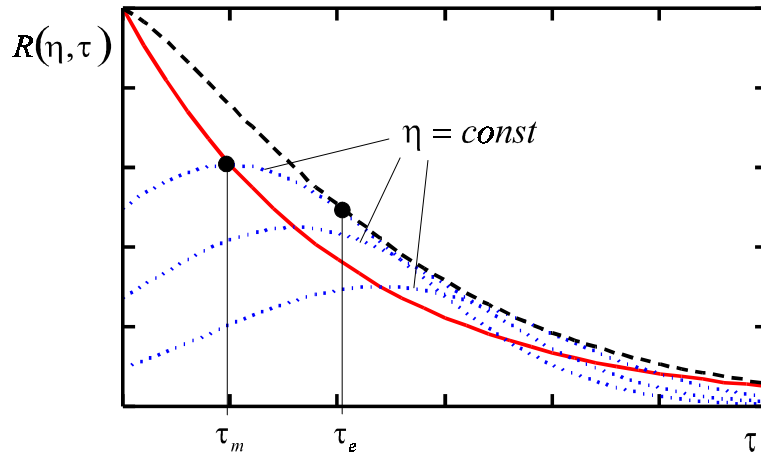


Abb. 76 – Raum-Zeit-Korrelationsfunktionen (..... gepunktete Kurve), durchgezogene Kurve (—) charakterisiert die Verbindungslinie aller Maxima, gestrichelte Kurve (---) ist die Einhüllende der Raum-Zeit-Korrelationsfunktionen. Die räumliche Distanz der Raum-Zeit-Korrelation wird durch η und der zeitliche Versatz durch τ bezeichnet.

Eine weitere Definition für die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_{c2} geht von der Bedingung aus, daß $\partial R(\eta, \tau) / \partial \eta = -\partial R(\eta, \tau) / \partial \tau$ gültig ist (Goldschmidt et al. 1981). Diese Wirbeltransportgeschwindigkeit verknüpft Raum und Zeit miteinander, so wie es Taylor mit Hilfe der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in seiner Hypothese vorschlägt. Mit der Wirbeltransportgeschwindigkeit u_{c2} läßt sich die Gl. 60 (Taylor-Hypothese, S.63) nun korrekt und ohne Einschränkung formulieren.

$$\frac{\partial}{\partial t} () = -u_{c2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} () \quad \text{Gl. 194}$$

Die Unterschiede der drei Definitionen werden in der oberen Abb. 77 für die reale Strömung deutlich. Dabei zeigt sich, daß folgende Relationen der verschiedenen Definitionen zueinander bestehen: $u_{c1} < u_{c2} < u_c$. Unter Annahme der Taylor-Hypothese verschmelzen alle drei Definitionen ineinander, so wie es die untere Abb. 77 zeigt.

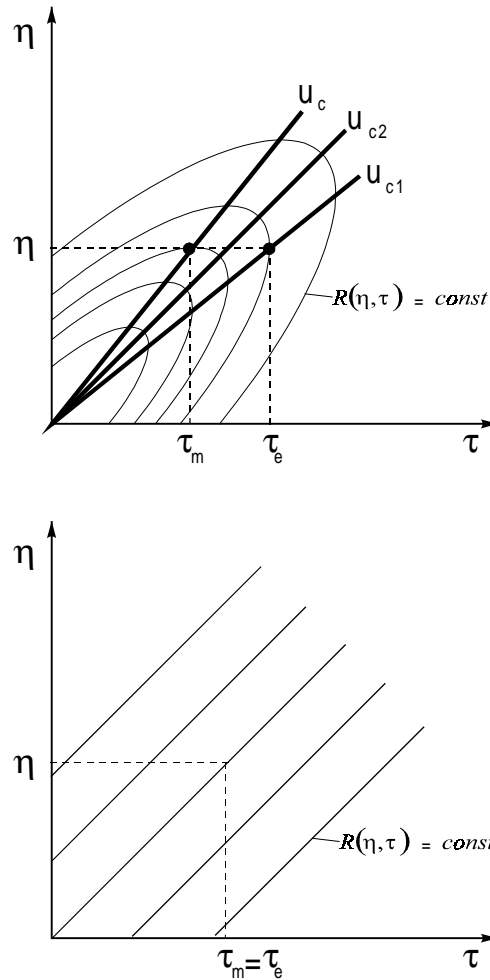


Abb. 77 – Isolinien der Korrelation - oben: reale Strömung; unten: „eingefrorene“ Strömung. Die räumliche Distanz der Raum-Zeit-Korrelation wird durch η und der zeitliche Versatz durch τ bezeichnet. Der Gradient entspricht der Wirbeltransportgeschwindigkeit. Die obere Abbildung zeigt den Vergleich der verschiedenen Definitionen (Goldschmidt et al., 1981).

Hinsichtlich der Unterschiede zwischen den verschiedenen Wirbeltransportgeschwindigkeiten führen Comte-Bellot & Corrsin (1971) eine interessante Analyse durch, wobei sie als Ergebnis für ihre Abschätzung folgendes Verhältnis vorschlagen:

$$\frac{u_c}{u_{c1}} = 1 + \left(\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \right)^2 \quad \text{Gl. 195}$$

Daraus kann abgeleitet werden, daß die Turbulenzintensität einen entscheidenden Einfluß auf die Unterschiede zwischen den verschiedenen Definitionen der Wirbeltransportgeschwindigkeit besitzt; je größer die Turbulenzintensität ist, desto stärker ist die Abweichung zwischen den einzelnen Definitionen der Wirbeltransportgeschwindigkeit. In Abb. 77 wird die Wirbeltransportgeschwin-

digkeit u_{c2} eingeführt, mit der es gelingt, die Taylor-Hypothese abzulösen und den Übergang von Raum- zu Zeitgrößen exakt und ohne Einschränkung zu formulieren. Jedoch fehlt die Aussage, wie diese Größe u_{c2} aus dem Experiment zu bestimmen ist. Aus diesem Grund führen Favre et al. (1967, aus Goldschmidt et al., 1981) eine weitere Definition der Wirbeltransportgeschwindigkeit u_{c3} ein, um eine genäherte Größe für die Wirbeltransportgeschwindigkeit u_{c2} zu erhalten. Sie definieren:

$$u_{c3} = \sqrt{u_c \cdot u_{c1}} \quad \text{Gl. 196}$$

Sind die Isolinien der Korrelation ebenso symmetrisch wie im oberen Teil der Abb. 77 zu erkennen ist, so gilt $u_{c2} = u_{c3}$. Jedoch ist eher von einer Asymmetrie in der realen Strömung auszugehen. Setzt man Gl. 195 in Gl. 196 ein, so erhält man folgende Beziehung:

$$u_{c3} = \frac{u_c}{\sqrt{1 + \frac{u'^2}{\bar{u}^2}}} \quad \text{Gl. 197}$$

Damit läßt sich schließlich am Beispiel der integralen Maßstäbe der Übergang von Zeit- zu Raumgrößen genauer definieren

$$L = \frac{u_c}{\sqrt{1 + \frac{u'^2}{\bar{u}^2}}} \cdot T, \quad \text{Gl. 198}$$

als es mit Verwendung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} (Taylor-Hypothese) gelingt (siehe Abschnitt 2.6.3, S.62ff.).

6.5 Korrektur der Geschwindigkeits-Konzentrations-Korrelationen

Das zeitgleiche Messen von Geschwindigkeit und Konzentration erfordert in der Regel zwei Meßverfahren, die einerseits die instationären Prozesse ausreichend genau auflösen und andererseits die Strömung nicht stören. Die Hitzdrahtanemometrie (HDA), allein betrachtet, erfüllt nahezu beide Kriterien. Der FAST-FID dagegen gestattet zwar die zeitliche Auflösung (kurze Absaugsonde vorausgesetzt), stört jedoch die Strömung aufgrund seines Aufbaus erheblich. Es stellt sich die Frage: Welche Störungen treten auf, und wie können diese angemessen berücksichtigt werden?

Die FID-Sonde lenkt die Strömung ab, so wie es in der Abbildung skizziert ist. Wenn sich der Aufbau in Bodennähe befindet, werden die Stromlinien aufgrund der unteren Begrenzung weniger stark gegenüber dem Zustand gekrümmt, wenn der gesamte Aufbau im oberen Bereich der Grenzschicht steht. In einer Höhe von etwa 30mm wurde die X-Sonde der Hitzdrahtmeßtechnik so ausgerichtet, daß der mittlere Anströmwinkel 0 Grad ist (x, z -Ebene). Da sich dieser Winkel über der Höhe ändert, wurde folgender Korrekturalgorithmus vorgeschlagen.

Aus dem Abschnitt 2.4.5 (S.43) ist bekannt, daß kohärente Strukturen sich innerhalb der Grenzschicht auf einer Ebene vorwärts bewegen, die um etwa 18 Grad gegen die Horizontale geneigt ist. Der Neigungswinkel dieser Ebene berechnet sich aus der gemessenen Schubspannung (uv -Korrelation) und den gemessenen Normalspannungen. So wurde der Winkel dieser Ebene sowohl für die leicht gestörte als auch für die ungestörte Grenzschicht (ohne Aufbau des FID's) berechnet. Aus der Winkeldifferenz ergibt sich ein Korrekturwinkel, wobei mit der bekannten Gl. 172 (S.A3) die tatsächlich vorhandene Schubspannung ermittelt wurde. Dieser Wert stimmt mit dem Ergebnis der ungestörten Messung überein, was als Indiz für diesen Korrekturschritt zu werten ist. Hinzu kommt ein Einfluß auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil, der durch die Verdrängungswirkung verursacht wird. Werden die Geschwindigkeitsprofile der ungestörten Strömung herangezogen, kann dieser Einfluß umgangen werden. Vorversuche zeigten, daß die Verdrängungswirkung, die durch den Meßaufbau zur Geschwindigkeitsmessung verursacht werden kann, lediglich einen Einfluß auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil und nicht auf das Ergebnis der Korrelationsmessung besitzt.

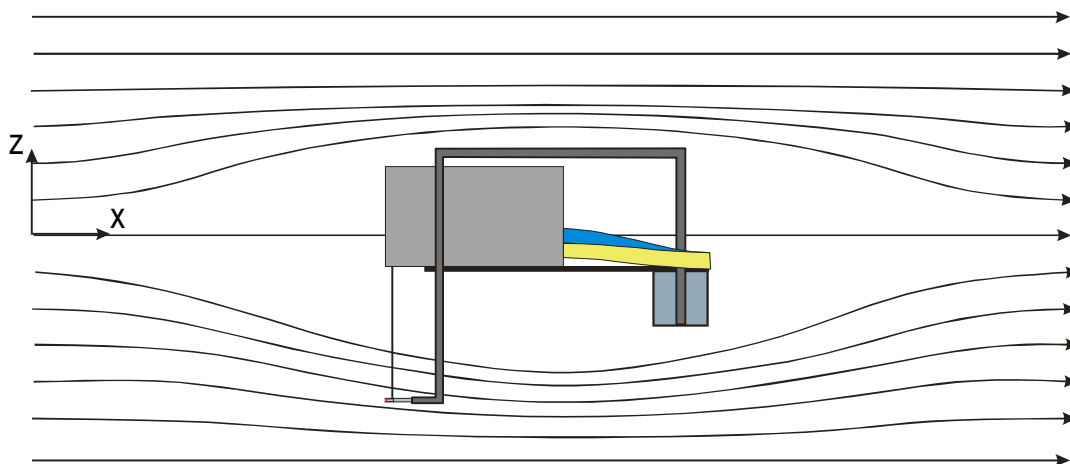


Abb. 78 – Seitenansicht des Meßaufbaus mit Konzentrations- und Hitzdrahtmeßverfahren (FID und HDA)

Der Korrekturwinkel beträgt in Bodennähe etwa 4 Grad, wächst auf einen Wert von 7 Grad in einer Höhe von 30% der Grenzschichtdicke an und bleibt oberhalb davon konstant. Derselbe Korrekturwinkel wurde benutzt, um die $\overline{u'C'}$ - und $\overline{w'C'}$ -Korrelationen neu zu bewerten. Die Korrektur bringt eine leichte Betragsvergrößerung für die $\overline{u'w'}$ - und $\overline{w'C'}$ -Korrelation und eine Minderung für die $\overline{u'C'}$ -Korrelation mit sich (vergleiche Abb. 69, S.A5).

Analog wurde in lateraler Richtung korrigiert. Als Kriterium gilt hier, daß die $\overline{u'v'}$ -Korrelation innerhalb der Grenzschicht gleich 0 sein muß. Der Vergleich zwischen der gestörten und ungestörten Strömung zeigt eine fast identische Winkeldifferenz, wie in der x,z -Ebene. Daß die

hergeleiteten Beziehungen im Anhang 6.1 (S.A1ff.) auch in der x,y -Ebene gelten, ist durch Substitution der vertikalen durch die laterale Geschwindigkeitskomponente leicht nachzuprüfen.

6.6 Einfluß des longitudinalen, turbulenten Diffusionsstromes

6.6.1 Longitudinale, turbulente Diffusionsparameter

In der Differentialgleichung für den Stofftransport treten zwei Anteile in Ausbreitungsrichtung auf, der konvektive Transport (linke Seite der Gl. 81, S.90) und der turbulente Diffusionsstrom (erster Summand der rechten Seite der Gl. 81, S.90). Letzterer wird durch die Diffusionsparameter mit Hilfe der Boussinesq-Approximation (Gl. 82, S.90) ersetzt, wenn der Einsteinschen Summationskonvention zufolge über den stummen Index k summiert wird. In der Regel wird der turbulente Diffusionsstrom in Ausbreitungsrichtung vernachlässigt, aufgrund:

$$\begin{aligned} \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} &\gg -\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u' C'}) \\ &\gg \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{xx} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + K_{xy} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} + K_{xz} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 199}$$

Daß der konvektive Transport wirklich viel größer als der turbulente Diffusionsstrom ist, wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Anhand einer theoretischen Betrachtung folgt anschließend der experimentelle Befund.

In Gl. 198 kann das zweite Glied der rechten Seite (unterer Term) vernachlässigt werden, wenn der turbulente Diffusionsstrom auf der Symmetrieachse betrachtet wird, da dort $\partial \bar{C} / \partial y = 0$ gilt. Somit steht:

$$-\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u' C'}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{xx} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + K_{xz} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \quad \text{Gl. 200}$$

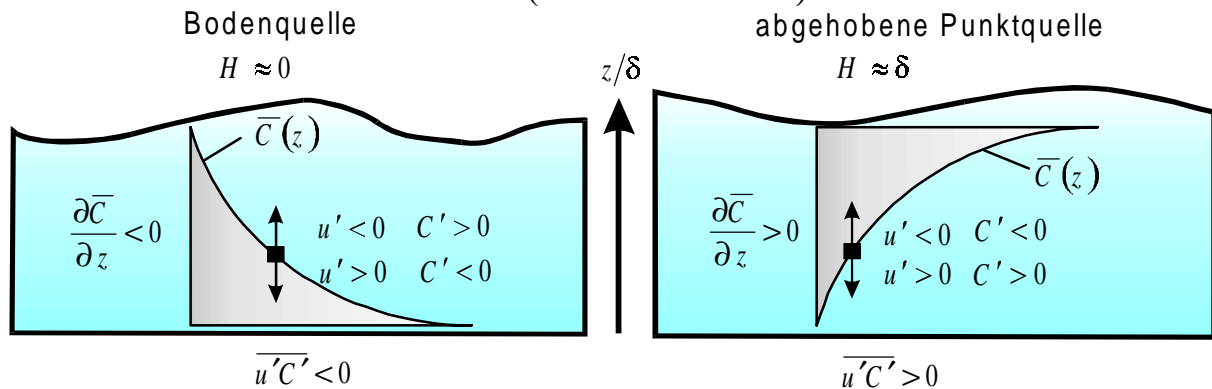


Abb. 79 – Denkmodell zum Prandtl'schen Mischungsweg, angewandt auf den Stoffaustausch

Zunächst soll geklärt werden, welches Vorzeichen der turbulente Massenfluß $\overline{u'C'}$ besitzt. Dabei ist das Vorzeichen des Konzentrationsgradienten in z -Richtung von Bedeutung. Bei Bodenquellen ist der Gradient prinzipiell $\partial\overline{C}/\partial z < 0$. Erhöhte Punktquellen weisen unterhalb vom vertikalen Konzentrationsmaximum einen positiven Gradienten $\partial\overline{C}/\partial z > 0$ auf, oberhalb vom Maximum ist der Gradient ebenfalls negativ $\partial\overline{C}/\partial z < 0$.

Stellt man sich analog zum Prandtl'schen Mischungsweg ein Fluidelement vor, welches sich von der Wand weg bewegt (siehe Abb. 79, links), so verursacht das impulschwache Element in den wandferneren Schichten eine Verzögerung bezüglich der u -Komponente, d.h. $u' < 0$, und eine Konzentrationserhöhung $C' > 0$, wenn eine Bodenquelle vorliegt. Die Abwärtsbewegung eines Fluidelementes ist folgerichtig mit $u' > 0$ und $C' < 0$ verknüpft. Somit ergibt sich in beiden Fällen für den Massenfluß ein negatives Vorzeichen $\overline{u'C'} < 0$, solange eine Bodenquelle vorliegt beziehungsweise der Konzentrationsgradient $\partial\overline{C}/\partial z < 0$ ist. Andernfalls ist das Vorzeichen $\overline{u'C'} > 0$, wie leicht nachgeprüft werden kann (siehe Abb. 79, rechts):

$$\begin{aligned}\overline{u'C'} &< 0 \text{ für } \partial\overline{C}/\partial z < 0 \\ \overline{u'C'} &> 0 \text{ für } \partial\overline{C}/\partial z > 0\end{aligned}\tag{Gl. 201}$$

Analog dem Vorgehen von Du & Venkatram (1997) werden Mischungsweglängen eingeführt:

$$-\overline{u'C'} = \underbrace{\overline{u'l_x}}_{K_{xx}} \cdot \frac{\partial\overline{C}}{\partial x} + \underbrace{\overline{u'l_z}}_{K_{xz}} \cdot \frac{\partial\overline{C}}{\partial z}\tag{Gl. 202}$$

wobei die Länge l_z einerseits positiv ist, wenn Fluidelemente sich von der Wand weg bewegen, und andererseits bei einer Abwärtsbewegung negativ ist. Verknüpft mit der u -Komponente stellt sich heraus, daß der Diffusionsparameter $K_{xz} = \overline{u'l_z} < 0$ mit der $\overline{u'w'}$ -Korrelation im Zusammenhang steht. Beide Größen sind negativ. Im Gegensatz dazu ist das Element auf der Hauptdiagonalen K_{xx} immer positiv.

$$\begin{aligned}\overline{u'C'} &= -\underbrace{\underbrace{K_{xx}}_{>0} \cdot \underbrace{\frac{\partial\overline{C}}{\partial x}}_{<0}}_{>0} - \underbrace{\underbrace{K_{xz}}_{<0} \cdot \underbrace{\frac{\partial\overline{C}}{\partial z}}_{<0 \>0}}_{>0 \text{ für } \partial\overline{C}/\partial z > 0} \\ &\quad <0 \text{ für } \partial\overline{C}/\partial z < 0\end{aligned}\tag{Gl. 203}$$

Die Größenordnung beider Terme auf der rechten Seite der Gl. 203 kann nur insofern abgeschätzt werden, als daß der Gradient in Strömungsrichtung $\partial\overline{C}/\partial x$ weitab von der Quelle im Vergleich zum vertikalen Konzentrationsgradienten $\partial\overline{C}/\partial z$ betragsmäßig viel kleiner ist. Setzt man voraus,

daß die Diffusionsparameter K_{xx} und K_{xz} etwa gleich groß sind, kann geschlußfolgert werden, daß der zweite Term der rechten Seite in Gl. 203 dominiert. Diese Aussage wurde im Experiment bestätigt (vergleiche Abb. 80). Die Bodenquelle (Karos) weist innerhalb der gesamten Grenzschicht einen negativen Wert für den longitudinalen Massenfluß auf. Genau entgegengesetzt verhalten sich die erhöhten Punktquellen. Unterhalb vom Maximum ist $\overline{u'C'} > 0$ und oberhalb davon ist $\overline{u'C'} < 0$. Der Einfluß des ersten Terms der Gl. 203 ist minimal. In Abb. 59 (S.110) treten die Nulldurchgänge für die longitudinalen Massenflüsse erst leicht oberhalb des Konzentrationsmaximums auf.

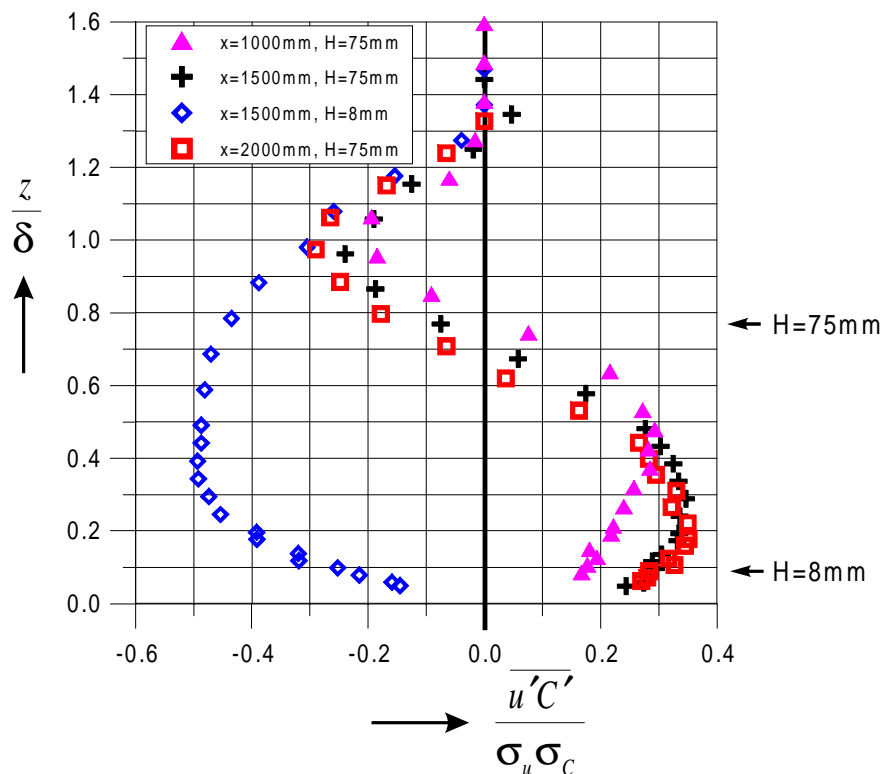


Abb. 80 – Longitudinaler turbulenter Massenstrom als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Parameter ist die Quellhöhe.

6.6.2 Quantitative Abschätzung zum Einfluß auf den Stofftransport

Im folgenden Abschnitt wird der Fehler bei der Vernachlässigung des longitudinalen, turbulenten Diffusionsstromes gegenüber dem konvektiven Transport aus den experimentellen Ergebnissen abgeschätzt.

Zur Größenabschätzung beider Terme wird das Verhältnis des turbulenten Diffusionsstromes zum konvektiven Transport gebildet. Integriert man anschließend über der Lauflänge x , so erhält man als Ergebnis:

$$\frac{-\frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'C'})}{\overline{u} \cdot \frac{\partial \overline{C}}{\partial x}} \Rightarrow -\frac{\overline{u'C'}}{\overline{u} \overline{C}}$$

Gl. 204

Das Verhältnis des longitudinalen Massenflusses, bezogen auf das Produkt von mittlerer Geschwindigkeit und mittlerer Konzentration, gestattet somit eine Aussage über den Einfluß des longitudinalen, turbulenten Diffusionsstromes $\overline{u'C'}$ im Vergleich zum konvektiven Transport.

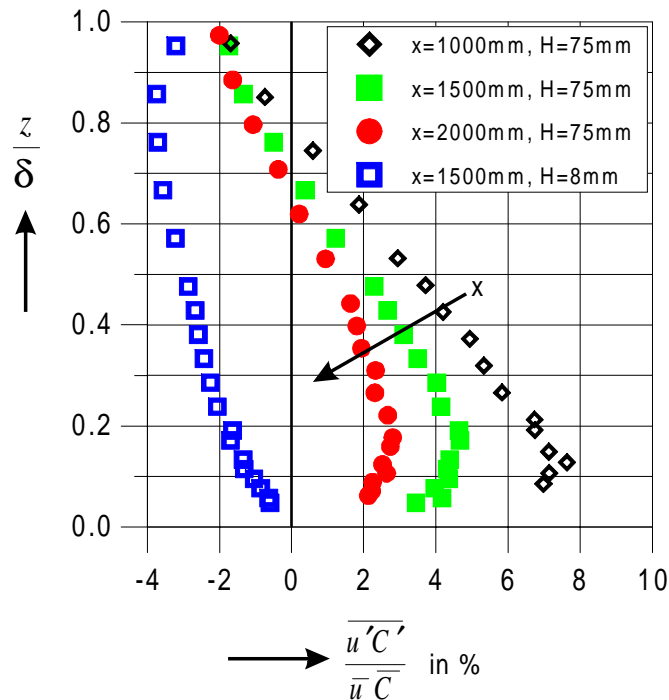


Abb. 81 – Verhältnis des turbulenten Diffusionsstromes in x-Richtung zum konvektiven Transport in Prozent für zwei verschiedene Meßreihen.

Die Abb. 81 zeigt anhand der Meßwerte aus dem Experiment das Verhältnis des turbulenten Diffusionsstromes, bezogen auf den konvektiven Transport, in einer Quellentfernung von 1500mm für zwei verschiedene Quellhöhen (8mm und 75mm). Daraus können folgende, verallgemeinerte Aussagen abgeleitet werden:

1. Die Größe des turbulenten Diffusionsstroms ist im Vergleich zur Größe des konvektiven Transports abhängig von der Quellentfernung. Sie nimmt mit wachsender Quellentfernung ab. Bei großen Quellentfernungen (20 Quellhöhen) ist der turbulente Diffusionsstrom kleiner als 5% im Vergleich zum konvektiven Transport.
2. Das Vorzeichen des Fehlers bei Vernachlässigung des turbulenten Diffusionsstromes gegenüber dem konvektiven Transport ist sowohl von der Quellhöhe als auch von der Höhe innerhalb der Grenzschicht abhängig.

3. Der kleinste longitudinale turbulente Massenfluß liegt für $\partial \bar{C} / \partial z \cong 0$ vor. Unter der Voraussetzung, daß mit zunehmender Quellentfernung die Konzentrationsverteilung sich vertikal weiter ausgleicht, trifft Punkt 1 wieder zu.

7 Abbildungsverzeichnis

<i>Nummer</i>	<i>Seite</i>
Abb. 1 – Schema zur Modellierung der turbulenten Diffusion im Vergleich der beiden Betrachtungsweisen (nach Lamb in Longhetto, 1980 aus Zannetti 1990, S.108).....	6
Abb. 2 – Maßstabsgetreue Skizze der Rauhigkeit PR4 (alle Maße in Millimeter).....	17
Abb. 3 – Mittelungszeit als Funktion des relativen Fehlers; Parameter sind die Momente der betreffenden physikalischen Größe	20
Abb. 4 – Mittleres Geschwindigkeitsprofil (Rauhigkeit PR2) in halb-logarithmischer Darstellung. Beide Achsen sind entsprechend normiert (die Geschwindigkeit auf den Wert am Grenzschichtrand, die Höhe auf die Grenzschichtdicke).	22
Abb. 5 – Mittlere Geschwindigkeitsprofile als Funktion der Höhe; Parameter ist die Bodenrauhigkeit	23
Abb. 6 – Vergleich verschiedener Beziehungen für den Zusammenhang zwischen dem Profilexponent (Potenzansatz) und der aerodynamischen Rauheitslänge. Die Meßpunkte sind Counihan (1975) entnommen.	26
Abb. 7 – Verhältnisse der auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen über der Höhe. Gezeigt sind die Meßwerte für die vier verschiedenen rauhen Grenzschichtströmungen des Experimentes und empirische Ausgleichskurven.....	28
Abb. 8 – Verhältnisse der Turbulenzintensitäten: lateral zu longitudinal (links) und vertikal zu longitudinal (rechts) als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Grundlage der Verläufe sind die Approximationsfunktionen aus Abb. 7.	30
Abb. 9 – Schiefe (3. Moment) aller drei Geschwindigkeitskomponenten als Funktion der Höhe für die turbulente Grenzschicht PR1 (hydraulisch glatt).	32
Abb. 10 – Schiefe (3. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauhen Plattengrenzschichten.....	32
Abb. 11 – Schiefe (3. Moment) der vertikalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauhen Plattengrenzschichten.....	33
Abb. 12 – Exzeß (4. Moment) aller drei Geschwindigkeitskomponenten als Funktion der Höhe für die turbulente Grenzschicht PR1 (hydraulisch glatt).	34
Abb. 13 – Exzeß (4. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauhen Plattengrenzschichten.....	34
Abb. 14 – Exzeß (4. Moment) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente als Funktion der Höhe für die verschieden rauhen Plattengrenzschichten.....	35
Abb. 15 – Links: Vergleich zwischen den theoretischen Schubspannungsverteilungen über der Höhe innerhalb der Grenzschicht, berechnet mit Hilfe des Potenz- und Coles-Ansatzes (am Beispiel der Rauhigkeit PR4). Rechts: Theoretische Schubspannungsverteilung (Coles-Ansatz) als Funktion der Höhe und der aerodynamischen Rauheitslänge.....	36
Abb. 16 – Mittleres Geschwindigkeitsprofil in halb-logarithmischer Darstellung zur Bestimmung der aerodynamischen Rauheitslänge und der Wandschubspannungsgeschwindigkeit (Beispiel).....	38
Abb. 17 – Reibungsbeiwert in Abhängigkeit der Rauheitslänge. Neben der theoretischen Beziehung sind die Ergebnisse für die verschieden rauhen Grenzschichten aufgetragen. Ferner ist die Unterteilung entsprechend der die Rauhigkeit charakterisierenden Reynolds-Zahl für die Größen im Experiment eingezeichnet.....	39
Abb. 18 – Meßwerte der Schubspannung als Funktion der Grenzschichthöhe normiert mit den RMS-Werten der Geschwindigkeitsschwankungen (links) und mit der Grenzschichtrandgeschwindigkeit (rechts).....	41
Abb. 19 – Schubspannung als Funktion der Grenzschichthöhe normiert mit dem Maximalwert (links) bzw. mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit (rechts). Die theoretische Kurve nach Gl. 28 wurde für eine aerodynamische Rauheitslänge im Bereich von $z_0/\delta = 5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-3}$ berechnet.....	42
Abb. 20 – oben: Skizze zur Veranschaulichung der Messungen von Bessem & Stevens (1984) und Brown & Thomas (1977); unten: charakteristische Werte der uw-Korrelation mit nur einer Sonde	44
Abb. 21 – Korrelationskoeffizient der uw-Korrelation als Funktion des Neigungswinkels am Beispiel der Rauhigkeit PR2 im mittleren Bereich der Grenzschicht.....	46
Abb. 22 – Neigungswinkel der Hauptspannungsebene als Funktion der Höhe.....	47
Abb. 23 – Ebene maximaler uu-Korrelation bzw. verschwindender uw-Korrelation	48
Abb. 24 – Wirbelzähigkeit als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Links: Vergleich der verschiedenen theoretischen Ansätze (log. Wandgesetz, Potenz- und Coles-Ansatz) am Beispiel der Rauhigkeit PR4. Rechts: Einfluß der aerodynamischen Rauheitslänge auf den mit dem Coles-Ansatz berechneten theoretischen Verlauf.....	51
Abb. 25 – Turbulente Wirbelzähigkeit als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den verschieden rauhen Grenzschichten und der theoretischen Beziehung.....	52

Abb. 26 – Definition der integralen Maßstäbe (Zeitmaßstab – links, Längenmaßstab – rechts).....	54
Abb. 27 – Spektrale Energiedichtevertielung der Turbulenz nach von Kármán (Morfiadakis et al. 1996)	57
Abb. 28 – Prozentuale Abweichung zwischen den integralen Längenmaßstäben (aus der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente) in Abhängigkeit von der Grenzfrequenz eines Hochpaßfilters als Beispiel für das Experiment.....	58
Abb. 29 – Spektrale Energiedichtevertielung der Turbulenz in verschiedenen Höhen der Grenzschicht (Rauhigkeit PR3, Grenzschichttrandgeschwindigkeit 12m/s)	59
Abb. 30 – Vergleich der spektralen Energiedichtevertielungen für (1) innerhalb der Grenzschicht bei $u=12\text{m/s}$; (2) Windkanal in Ruhe; (3) feste Lanze bzw. (4) bewegliche Lanze stark angezupft.....	60
Abb. 31 – Autokorrelationsfunktion für die Hauptströmungskomponente der Geschwindigkeit (Rauhigkeit PR3, Grenzschichthöhe 40%).....	61
Abb. 32 – 2-Punkt-Korrelationsfunktion ($\Delta t=0$) für die longitudinale Geschwindigkeitskomponente (Rauhigkeit PR3, $z/\delta=40\%$)	62
Abb. 33 – Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren lokalen Strömungsgeschwindigkeit als Funktion der Grenzschichthöhe. Der Parameter ist die Rauhigkeitslänge. Dargestellt sind eigene Messungen und Ergebnisse aus der Literatur (Goldschmidt et al. 1981).....	64
Abb. 34 – Typischer Verlauf für das Verhältnis der Wirbeltransportgeschwindigkeit zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Höhe	65
Abb. 35 – Integraler Längenmaßstab (u -Komponente der Geschwindigkeit, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten.....	66
Abb. 36 – Die obere Abbildung zeigt ein Modell zur Entstehung der Turbulenz innerhalb einer hydraulisch glatten Grenzschicht (oben, nach Hinze 1975, S. 683). Die untere Abbildung deutet die zusätzliche Strömung (Umströmung von Einzelhindernissen) innerhalb einer aerodynamisch vollrauen Grenzschicht an. Oberhalb davon bilden sich ebenfalls kohärente Strukturen aus, ähnlich wie über der hydraulisch glatten Grenzschicht.	70
Abb. 37 – Skizze zum Unterschied der Wirbelgröße innerhalb hydraulisch glatter und aerodynamisch vollrauer Grenzschichten	71
Abb. 38 – Integraler Längenmaßstab (vertikale Geschwindigkeitskomponente, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten.....	72
Abb. 39 – Integraler Längenmaßstab (laterale Geschwindigkeitskomponente, korreliert in Strömungsrichtung) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten.....	73
Abb. 40 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (longitudinal zu vertikal) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten	74
Abb. 41 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (longitudinal zu lateral) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten	74
Abb. 42 – Verhältnis der integralen Längenmaßstäbe (vertikal zu lateral) als Funktion der Grenzschichthöhe; Vergleich zwischen 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Korrelation (rechts); Parameter sind die verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten	75
Abb. 43 – Integrale Längenmaßstäbe in vertikaler Richtung als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauhigkeit PR3 (links); Verhältnisse der Maßstäbe zueinander (rechts).....	76
Abb. 44 – Integrale Längenmaßstäbe in laterale Richtung als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauhigkeit PR3 (links); Verhältnisse der Maßstäbe zueinander (rechts).....	76
Abb. 45 – Vergleich der integralen Längenmaßstäbe als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauhigkeit PR3..	77
Abb. 46 – Schema zu den Größenverhältnissen der energiereichen Wirbel als Funktion der Höhe in der aerodynamisch vollrauen Grenzschicht (Rauhigkeit PR3).....	78
Abb. 47 – Vergleich der integralen Längenmaßstäbe (longitudinale Geschwindigkeitskomponente) als Funktion der Grenzschichthöhe für die Rauhigkeit PR3	79
Abb. 48 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschieden rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).	82
Abb. 49 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der lateralen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschieden rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).....	83

Abb. 50 – Gezeigt ist der Lagrange'sche Zeitmaßstab, berechnet mittels der vertikalen Geschwindigkeitskomponente, als Funktion der Höhe der verschiedenen rauhen Plattengrenzschichten im Vergleich mit zwei Ansätzen aus der Literatur (Gl. 67 und Gl. 69) und mit dem Ansatz der turbulenten Sc-Zahl (Gl. 70).	83
Abb. 51 – Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen, normiert nach von Kármán, in verschiedenen Höhen der turbulenten Plattengrenzschicht für die Rauigkeit PR3.	85
Abb. 52 – Spektrale Verteilung der Turbulenzenergie der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen, normiert nach von Kaimal, in verschiedenen Höhen der turbulenten Plattengrenzschicht für die Rauigkeit PR3.	86
Abb. 53 – Spektrale Verteilung der longitudinalen Turbulenzenergie (nicht normiert) nach Van der Hoven (1957 aus Counihan 1975) in einer Höhe von etwa 100m über rauhem Terrain (Feldmessung).	87
Abb. 54 – Links: Gezeigt ist das Mäandern einer Abgasfahne aus einem Industrieschornstein, verursacht durch ein großräumiges atmosphärisches Wirbelfeld. Rechts: Skizziert ist der Verlauf von Streichlinien, hervorgerufen durch einen im Punkt P austretenden Farbstoff, in einem sich stromabwärts bewegendem Wirbelfeld (von links nach rechts). Beide Abbildungen stammen aus Albring 1981 (S.13 bzw. 105).	95
Abb. 55 – Gezeigt sind die Diffusionsparameter zweier Ansätze aus der Literatur im Vergleich zum Ansatz in Gl. 115. Größenunterschiede zeigen die Diffusionsparameter insbesondere beim Übergang vom Nah- zum Fernfeld, das heißt in dem Bereich, wo die Parameter von der Diffusionszeit abhängig sind.	98
Abb. 56 – Versuchsaufbau zur Messung von Ausbreitungsvorgängen im Windkanal mit dem FID.	101
Abb. 57 – Spektrale Verteilung der turbulenten Konzentrationsfluktuationen im Fernfeld einer stromabwärts liegenden Punktquelle; Grenzfrequenz etwa 100Hz.	103
Abb. 58 – Räumliche Ausbreitungsparameter als Funktion der Quellentfernung. Die stark streuenden Meßwerte aus den Konzentrationsprofilen für die verschiedenen, aerodynamisch rauhen Grenzschichten und die unterschiedlichen Quellhöhen wurden entsprechend Gl. 138 normiert.	108
Abb. 59 – Dargestellt sind die Meßergebnisse der Geschwindigkeits-Konzentrations-Korrelationen in der turbulenten Grenzschicht mit einer abgehobenen Punktquelle (links) und einer nahezu bodennahen Punktquelle (rechts).	110
Abb. 60 – Dargestellt sind die lateralen Verläufe der mittleren Konzentration und des turbulenten Massenstrom in y-Richtung.	110
Abb. 61 – Lateraler Diffusionsparameter als Funktion der Höhe. Parameter sind verschiedene y-Abstände bezüglich der lateralen Normalverteilung der Konzentrationsfahne.	111
Abb. 62 – Vertikaler turbulenter Diffusionsparameter als Funktion der Höhe. Parameter sind verschiedene Quellentfernungen und zwei Quellhöhen. Zusätzlich wurde eine Approximationsfunktion in Form eines Polynoms hinzugefügt.	113
Abb. 63 – Vergleich der turbulenten Diffusionsparameter für die laterale und vertikale Richtung.	114
Abb. 64 – Vergleich der Diffusionsparameter für den vertikalen Stofftransport in der Plattengrenzschicht des Übergangsgebietes von hydraulisch glatt zu aerodynamisch vollrau (Rauigkeit PR2). Der verwendete theoretische Ansatz entspricht Gl. 126 (S.103).	115
Abb. 65 – Turbulente Schmidt-Zahl als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht.	116
Abb. 66 – Maximale Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe.	120
Abb. 67 – Lage der maximalen Bodenkonzentration als Funktion der Quellhöhe für verschiedene aerodynamisch rauhe Grenzschichten. In der linken Abbildung wurde die Entfernung der maximalen Bodenkonzentration mit der Quellhöhe, im rechten Bild mit der Grenzschichtdicke normiert.	121
Abb. 68 – Skizze zu den relevanten Geschwindigkeitsbeiträgen.	A2
Abb. 69 – Verläufe der Korrelationen in Abhängigkeit vom Neigungswinkel.	A5
Abb. 70 – Räumliche Charakteristik einer X-Sonde (Sonde 5, RC2). B ist der Quotient der gemessenen Spannungen beider Hitzdrähte. Mit Hilfe der räumlichen Charakteristik wird für ein gemessenes Spannungsverhältnis der Anströmwinkel bestimmt.	A7
Abb. 71 – Anordnung der Drähte einer X-Sonde zur Messung der Geschwindigkeitskomponenten u und w.	A7
Abb. 72 – Räumliche Charakteristik einer X-Sonde. Der horizontale Parameter ist der Anströmwinkel; der vertikale Parameter charakterisiert den Einfluß der Querkomponente. Die konzentrischen Kreise sind Stufen verschiedener Turbulenzintensität, wobei die Stärke von innen nach außen zunimmt.	A8
Abb. 73 – Ausschnitt aus Abb. 72 - Räumliche Charakteristik einer X-Sonde.	A8
Abb. 74 – Prozentuale Abweichung in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität der u-Komponente, mit der die Schubspannungsgeschwindigkeit und die w-Komponente der Turbulenzintensität unterschätzt wird, infolge der Verfälschung der Meßgrößen durch Turbulenz bei Messungen mit X-Sonden.	A10
Abb. 75 – Prozentuale Abweichung in Abhängigkeit vom Turbulenzintensitätsverhältnis der Querkomponenten, mit der die Schubspannungsgeschwindigkeit und die w-Komponente der Turbulenzintensität unterschätzt	

wird, infolge der Verfälschung der Meßgrößen durch Turbulenz (hier für Turbulenzintensität der u-Komponente mit 25%) bei Messungen mit X-Sonden.....	A11
Abb. 76 – Raum-Zeit-Korrelationsfunktionen (..... gepunktete Kurve), durchgezogene Kurve (——) charakterisiert die Verbindungslinie aller Maxima, gestrichelte Kurve (- - - - -) ist die Einhüllende der Raum-Zeit-Korrelationsfunktionen. Die räumliche Distanz der Raum-Zeit-Korrelation wird durch η und der zeitliche Versatz durch τ bezeichnet.	A12
Abb. 77 – Isolinien der Korrelation - oben: reale Strömung; unten: „eingefrorene“ Strömung. Die räumliche Distanz der Raum-Zeit-Korrelation wird durch η und der zeitliche Versatz durch τ bezeichnet. Der Gradient entspricht der Wirbeltransportgeschwindigkeit. Die obere Abbildung zeigt den Vergleich der verschiedenen Definitionen (Goldschmidt et al., 1981). A13	A13
Abb. 78 – Seitenansicht des Meßaufbaus mit Konzentrations- und Hitzdrahtmeßverfahren (FID und HDA).....	A15
Abb. 79 – Denkmodell zum Prandtl'schen Mischungsweg, angewandt auf den Stoffaustausch.....	A16
Abb. 80 – Longitudinaler turbulenter Massenstrom als Funktion der Höhe innerhalb der Grenzschicht. Parameter ist die Quellhöhe.	A18
Abb. 81 – Verhältnis des turbulenten Diffusionsstromes in x-Richtung zum konvektiven Transport in Prozent für zwei verschiedene Meßreihen.....	A19

8 Abkürzungsverzeichnis

ADU	Analog Digital Umsetzer
CIC	integraler Konzentrationswert entlang einer lateralen Linie
ES	Ejections/Sweeps-Ereignisse
FID	Flammen-Ionisations-Detektor
HDA	Hitzdrahtanemometrie (engl. „Hot Wire Anemometry – HWA“)
LDA	Laser Doppler Anemometer
PC	Personalcomputer
PTA	Partikel-Tracking-Anemometrie (engl. „Particle-Tracking-Anemometry“)
RMS	Standardabweichung (engl. „Root Mean Square“)
VIC	integraler Konzentrationswert entlang einer vertikalen Linie

9 Glossar

Ejections sind kohärente Strukturen, die den Auswurf von impulsschwachem Material aus der bodennahen Schicht kennzeichnen. Sie treten in Verbindung mit „Sweeps“ auf.

Korrelationen gestatten eine Aussage zum Grad der Kopplung von Bewegungen („Verwandtschaftsgrad“) zwischen zwei Punkten, die zeitlich bzw. räumlich voneinander getrennt sind.

1-Punkt-Korrelationen zeichnen sich dadurch aus, daß zwei Signale einer Zeitreihe (Original und Kopie) zeitlich versetzt miteinander korreliert werden, um aus der Zeitverschiebung den Verwandtschaftsgrad benachbarter Strömungsbewegungen zu ermitteln. Als Ergebnis erhält man die Korrelationsfunktion, deren Integral den integralen Zeitmaßstab ergibt. Die 1-Punkt-Korrelation wird auch als Autokorrelation bezeichnet.

2-Punkt-Korrelationen sind Korrelationen, bei denen zwei räumlich getrennte Signale auf ihren Verwandtschaftsgrad untersucht werden. Wird der Abstand beider Sonden variiert, erhält man die räumliche Korrelationsfunktion, die integriert einen Längenmaßstab liefert.

Neigungswinkel der Hauptspannungsebene ist der Winkel, um den die Ebene gegenüber der Wandebene geneigt ist, auf der sich stromabwärts kohärente Strukturen bewegen.

Räumliche Ausbreitungsparameter, auch räumliche Streuungsparameter, sind die aus den mittleren Konzentrationsprofilen in lateraler und vertikaler Richtung bestimmten räumlichen Standardabweichungen.

Streaks sind kohärente Strukturen, mit denen die Streifen bei der Visualisierung bezeichnet werden, die durch Wirbel langsamer Geschwindigkeit, deren Achsen in Strömungsrichtung liegen, verursacht werden. Dieses Phänomen ist häufiger über hydraulisch glatten als über aerodynamisch rauhen Plattengrenzschichten anzutreffen (Kline et al. 1967, Kim et al. 1971 aus Raupach et al. 1991).

Sweeps sind kohärente Strukturen, die den Eintrag (Hineinfegen) von impulsreichem Material aus der äußeren in die wandnahe Schicht charakterisieren. Diese sind an „Ejections“ gekoppelt.

Turbulente Diffusionsparameter sind die durch die Dichte multiplizierten Austauschgrößen in den allgemeingültigen Differentialgleichungen für den Transport von Impuls, Stoff- bzw. Wärme. Hier wird dieser Begriff speziell für den Stofftransport benutzt. Der turbulente Diffusionsparameter für den Impulstransport wird in der Arbeit als turbulente Wirbelzähigkeit bezeichnet.

Wirbeltransportgeschwindigkeit (auch als Konvektionsgeschwindigkeit, Phasengeschwindigkeit bezeichnet) ist die Geschwindigkeit, mit der sich kohärente Strukturen in der Strömung fortbewegen. Sie ist mit der Turbulenzenergie der Wirbel verknüpft, im Gegensatz zum Massetransport der mittleren Geschwindigkeit des strömenden Fluids.

HSSS AdminTools (c) 2001, last visited: Tue Sep 04 11:47:48 GMT+02:00 2001